

N° d'ordre : 1139

50376  
1993  
123

50376  
1993  
123

**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : Electronique**

par

**Nour-Eddine BELBOUNAGUIA**

**NOUVEAU DISPOSITIF HYPERFREQUENCE POUR  
LA CARTOGRAPHIE ELECTRIQUE NON DESTRUCTIVE  
DE COUCHES SEMICONDUCTRICES EPITAXIEES PAR  
MESURE D'EFFET DE MAGNETORESISTANCE**



Soutenue le 12 Juillet 1993 devant la commission d'examen :

**Membres du Jury : MM**

**G. SALMER  
C. DPUON  
D. ESTEVE  
R. TORGUET  
P. TABOURIER  
J. M. WACRENIER  
L. RACZY**

**Président  
Directeur de Thèse  
Rapporteur  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur**

*Cette thèse a été préparée à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord  
(IEMN) UMR-CNRS 9929  
UST-Lille, Bâtiment P3, 59655 Villeneuve d'Ascq.*

# ***SOMMAIRE***

## **SOMMAIRE**

<b><u>INTRODUCTION</u></b> .....	6
<b><u>CHAPITRE I: CARACTERISATION ELECTRIQUE DE COUCHES EPITAXIEES PAR MESURE D'EFFETS MAGNETOELECTRIQUES</u></b> .....	9
<b>I.1. GENERALITES</b> .....	9
<b>I.2. CARACTERISATION PAR MESURES D'EFFETS MAGNETOELECTRIQUES</b> .....	11
<b>I.2.1. Rappels sur les effets magnétoélectriques</b> .....	11
<b>I.2.1.1. Effet Hall complet</b> .....	12
<b>I.2.1.2. Effet de magnétorésistance complet</b> .....	13
<b>I.2.2. Méthode standard de van der PAUW</b> .....	15
<b>I.2.2.1. Conditions de mise en oeuvre</b> .....	15
<b>I.2.2.2. Principe de détermination de <math>\rho</math>, <math>\mu_H</math> et <math>n</math></b> .....	16
a) Détermination de $\rho$ .....	16
b) Détermination de $\mu_H$ et $n$ .....	18
<b>I.3. PROCÉDES PERMETTANT DES CARTOGRAPHIES ELECTRIQUES</b> .....	19
<b>I.3.1. Procédés destructifs</b> .....	19
<b>I.3.2. Procédés non destructifs</b> .....	19
<b>I.4. METHODE HYPERFREQUENCE DEVELOPPEE AU LABORATOIRE</b> .....	20
<b>I.4.1. Principe</b> .....	20
<b>I.4.2. Cellule de mesure</b> .....	21
<b>I.4.3. Principe de détermination de <math>R_{\square}</math></b> .....	22
<b>I.4.4. Principe de détermination de <math>\mu_H</math> et <math>n_s</math></b> .....	24
a) Détermination de $\mu_H$ .....	24
b) Détermination de $n_s$ .....	26
<b>I.4.5. Gammes de mesures et précisions</b> .....	26

I.5. CAHIER DES CHARGES POUR LE DISPOSITIF A REALISER.....	26
BIBLIOGRAPHIE.....	28
<u>CHAPITRE II: ETUDE DES EFFETS MAGNETOELECTRIQUES PAR SIMULATIONS NUMERIQUES.....</u>	<u>31</u>
II.1. DETERMINATION DES GRANDEURS ELECTRIQUES.....	31
II.1.1. Description du principe.....	31
II.1.2. Calcul de la tension de Hall.....	33
II.1.3. Calcul du courant et détermination de $\Delta R/R$ .....	34
II.1.4. Tracé des équipotentiels et des lignes de champ.....	36
a) Tracé des équipotentiels.....	37
b) Tracé des lignes de champ.....	37
II.2. ETUDE DES EFFETS MAGNETOELECTRIQUES POUR DES CONFIGURATION PARTICULIERES.....	40
II.2.1. Configuration standard pour l'effet Hall.....	40
II.2.1.1. Conformation de l'échantillon.....	40
II.2.1.2. Evolution de $Z_H/R_{\square}$ et $\Delta R/R$ en fonction de $\mu_H B$ .....	41
II.2.2. Configuration standard pour l'effet de magnétorésistance.....	42
II.2.2.1. Conformation de l'échantillon.....	42
II.2.2.2. Evolution de $Z_H/R_{\square}$ et $\Delta R/R$ en fonction de $\mu_H B$ .....	42
II.2.3. Configuration pour la caractérisation hyperfréquence.....	44
II.2.3.1. Conformation de l'échantillon.....	44
II.2.3.2. Evolution de $Z_H/R_{\square}$ et $\Delta R/R$ en fonction de $\mu_H B$ .....	44
II.3. ETUDE DES EFFETS MAGNETOELECTRIQUES POUR UN ECHANTILLON DE TYPE "WAFER".....	45
II.3.1. Configuration d'étude.....	46
II.3.2. Importance relative des effets magnétoélectriques en fonction de $d/e$ et $l/e$ .....	47
II.3.2.1. Evolution de $Z_H/R_{\square}$ et $\Delta R/R$ en fonction de $d/e$ .....	47
II.3.2.2. Evolution de $Z_H/R_{\square}$ et $\Delta R/R$ en fonction de $l/e$ .....	47

II.3.3. Etude de l'effet de magnétorésistance pour un système à deux électrodes.....	49
II.3.3.1. Evolution de $\Delta R/R$ en fonction de $d/e$ et de $l/e$ .....	49
a) Evolution de $\Delta R/R$ en fonction de $d/e$ .....	49
b) Evolution de $\Delta R/R$ en fonction de $l/e$ .....	49
II.3.3.2. Evolution de $\Delta R/R$ en fonction de $\mu_H B$ pour le cas $d/e=15$ .....	49
II.3.3.3. Evolution de $R_{12}/R_{\square}$ en fonction de $d/e$ et de $l/e$ .....	51
a) Evolution de $R_{12}/R_{\square}$ en fonction de $d/e$ .....	51
b) Evolution de $R_{12}/R_{\square}$ en fonction de $l/e$ .....	53
II.3.3.4. Cartes des champs pour le cas où $d/e=15$ .....	53
II.3.3.5. Evolution de la taille de la zone auscultée.....	57
II.4. CONCLUSION.....	58
BIBLIOGRAPHIE.....	59
<b>CHAPITRE III: DISPOSITIF DE MESURE ET TRAITEMENT DES DONNEES EXPERIMENTALES.....</b>	<b>60</b>
III.1. DISPOSITIF DE MESURE HYPERFREQUENCE.....	60
III.1.1. Structure de la cellule hyperfréquence.....	60
III.1.2. Structure de l'ensemble hyperfréquence de mesure.....	67
III.1.3. Comportement en fréquence du dispositif hyperfréquence.....	67
a) Etude du comportement en fréquence du dispositif.....	67
b) Choix des fréquences de travail.....	69
III.2. BANC DE MESURE.....	72
III.2.1. Commutateurs coaxiaux.....	74
III.2.2. Générateurs BF et HF.....	75
III.2.3. Voltmètre.....	75
III.2.4. Calculateur.....	76
III.2.5. Electroaimant.....	76

III.3. MESURES ET TRAITEMENT DES DONNEES.....	78
III.3.1. Mesure des capacités de liaison.....	78
III.3.2. Mesure de la résistance carrée $R_{\square}$ .....	79
III.3.3. Exploitation des mesures d'effet de magnétorésistance.....	81
a) Détermination de $\mu_H$ .....	81
b) Détermination de $n_s$ et $n$ .....	83
III.4. CONCLUSION.....	85
BIBLIOGRAPHIE.....	86
<u>CHAPITRE IV: RESULTATS EXPERIMENTAUX</u> .....	87
IV.1. MESURES ET CONTROLES PRELIMINAIRES.....	89
IV.1.1. Reproductibilité des déterminations pour $R_{\square}$ , $\mu_H$ et $n$ .....	89
IV.1.2. Contrôle de l'état de surface du wafer après caractérisation.....	89
IV.2. DOMAINES D'UTILISATION ET GAMMES DE MESURES.....	89
IV.2.1. Domaines d'utilisation.....	89
IV.2.2. Gammes de mesures et précisions.....	91
IV.3. RESULTATS TYPIQUES OBTENUS SUR DES "WAFERS" GaAs 2 in.....	92
IV.3.1. Comparaison des résultats avec la méthode de van der PAUW.....	92
IV.3.2. Présentation des résultats sous forme d'une courbe $\mu_H=f(n)$ .....	92
IV.3.3. Cartographies de "wafer" GaAs 2 in.....	95
a) Cartographie d'une couche épitaxiée superficielle.....	95
b) Cartographie d'une couche épitaxiée enterrée.....	95
IV.4. RESULTATS OBTENUS SUR DES STRUCTURES POUR TRANSISTORS.....	98
IV.4.1. Structure pour FET.....	98
IV.4.2. Structures pour TEGFET.....	99

IV.5. PREMIERS RESULTATS DE CARACTERISATION EN BASSE TEMPERATURE.....	101
IV.5.1. Système de mesure prototype.....	103
IV.5.2. Résultats.....	103
IV.6. CONCLUSION.....	106
BIBLIOGRAPHIE.....	107
<u>CONCLUSION</u> .....	108
<u>ANNEXE I</u> .....	110
<u>ANNEXE II</u> .....	114

# ***INTRODUCTION***



## INTRODUCTION

L'évolution des études concernant les matériaux semiconducteurs pour les composants de la microélectronique s'opère sous l'effet d'une double poussée: celle d'une élaboration de plus en plus complexe des matériaux épitaxiés et par voie de conséquence, celle d'une caractérisation toujours plus fine de ces matériaux. L'éventail des méthodes de caractérisation actuelles est très large. Il comprend d'une part, des techniques lourdes, de type cristallographique (diffraction X simple ou double) ou spectroscopique (photoluminescence, SIMS, XPS...) mises en oeuvre plutôt pour l'investigation de couches prototypes. Il comporte d'autre part, des techniques de caractère plus routinier, utilisées pour le contrôle du composant à chacune des différentes étapes technologiques de sa fabrication. Parmi les techniques de ce dernier type, on peut citer la microscopie électronique et d'une façon générale les méthodes de caractérisation électrique telles que la DLTS, les mesures de résistance et d'effet Hall.

Notre travail concerne précisément la caractérisation par mesure d'effets magnétoélectriques pour une utilisation routinière en sortie du banc d'épitaxie. Cette opération de contrôle intervient donc avant d'appliquer au "wafer" la chaîne des opérations technologiques pour la réalisation de transistors et de circuits intégrés. Une méthode très couramment utilisée est celle du trèfle de van der PAUW [1] qui permet d'obtenir les grandeurs électriques suivantes:

- \* la résistance carrée de l'échantillon:  $R_{\square}$
- \* la mobilité des porteurs libres:  $\mu_H$
- \* leur densité surfacique :  $n_s$ .

Cette technique qui nécessite l'implantation de contacts ohmiques a l'inconvénient d'être destructive, fastidieuse et coûteuse en temps. Par ailleurs, l'implantation de tels contacts peut s'avérer difficile, voire impossible ou incompatible avec l'objectif de l'étude technologique en cours.

Un premier travail a été développé à l'IEMN [2] pour aboutir à la mise au point de contacts non destructifs sans que l'échantillon ait à subir d'opérations technologiques préalables à la mesure. La solution adoptée consiste à réaliser des liaisons capacitives entre l'échantillon et le système de mesure. Les liaisons électriques alors sont quasi-parfaites à la fréquence de travail (1-2GHz). Les premiers résultats

ainsi obtenus concernent des échantillons carrés de taille 3x3mm. Le découpage de l'échantillon constitue une contrainte et une opération destructive. De plus la taille limitée de l'échantillon entraîne la nécessité d'introduire des coefficients d'appareil pour l'effet Hall et l'effet de magnétorésistance.

Nous avons cherché à éliminer les inconvénients de la méthode précédente et à réaliser la cartographie électrique d'un échantillon de type "wafer" 2in., tout en gardant le principe des liaisons capacitives.

Dans le premier chapitre consacré aux rappels sur les méthodes de caractérisations magnétoélectriques, nous fixons le cahier des charges du nouveau dispositif de cartographie à réaliser.

Le deuxième chapitre porte sur la simulation numérique des effets magnétoélectriques quand on fait varier la taille de l'échantillon ou la position des électrodes de mesure. Cette étude met en évidence la prépondérance de l'effet magnétoélectrique qui devient complet pour une taille d'échantillon supérieure à 2x2cm. Elle permet aussi de préciser la taille de la zone auscultée lorsqu'on effectue une cartographie point par point.

Le troisième chapitre décrit en détail le nouveau dispositif hyperfréquence ainsi que le banc automatique de mesure associé. Il donne aussi des indications sur le traitement des données expérimentales conduisant à la détermination des grandeurs  $R_{\square}$ ,  $\mu_H$  et  $n$ .

Enfin dans le quatrième chapitre nous donnons les résultats expérimentaux obtenus sur des échantillons présentant une seule couche active superficielle ou enterrée. Ces résultats permettent de juger de la reproductibilité des mesures et de fixer les gammes d'utilisation de notre dispositif. Nous présentons ensuite une comparaison entre les résultats obtenus par notre procédé et ceux fournis par la technique de van der PAUW. Nous donnons aussi quelques exemples de cartographies électriques faites sur des "wafers" GaAs 2in. sur substrat S.I. Par ailleurs, nous rapportons les premiers résultats sur des hétérostructures destinées à la réalisation de transistors MISFET ou TEGFET. La détermination des caractéristiques électriques des différentes couches actives de telles structures nécessite un complément d'études expérimentales, notamment en basse température. Dans ce but nous avons développé un dispositif cryogénique prototype et nous donnons les premiers résultats de mesures de mobilité obtenus à 90K.

## **BIBLIOGRAPHIE**

- [1] L. J. van der PAUW,  
Philips Res. Rep. 4131, 1, (1958), 1-9,
- [2] N. Bourzgui, E. Constant, C. Druon, P. Tabourier et J. M. Wacrenier,  
Demande de brevet N° 88 12482 déposée le 23-09-1988

# ***CHAPITRE I***

## **CHAPITRE I**

# **CARACTERISATION ELECTRIQUE DE COUCHES EPITAXIEES**

### **I.1 GENERALITES**

La caractérisation fait partie intégrante du processus d'élaboration des composants électroniques. Elle est mise en oeuvre sur le "wafer" pendant sa fabrication et dès sa sortie du banc EJM (Epitaxie par Jet Moléculaire). On évite ainsi de lancer inutilement un ensemble d'opérations technologiques sur un matériau dont la qualité serait médiocre ou les caractéristiques non conformes à l'application visée.

Il existe tout un ensemble de méthodes [1-4] permettant le contrôle des caractéristiques physiques, la composition chimique des différentes couches du matériau semiconducteur et de façon plus générale les différents paramètres qui conditionnent le transport électronique. On peut citer en particulier:

- Méthodes cristallographiques:

Elles permettent le contrôle de la qualité et de l'orientation cristallographiques des différentes couches d'un matériau composite.

- Méthodes physico-chimiques:

Elles permettent d'analyser une interface ou d'obtenir des informations sur le profil chimique d'une couche donnée.

- Méthodes optiques:

Elles permettent la détermination de l'épaisseur géométrique de couches ou de dépôts ainsi que celle de la durée de vie de porteurs et de leur concentration.

- Méthodes électriques:

Ces méthodes permettent la détermination directe de la résistivité du matériau, de la mobilité et de la concentration des porteurs ainsi que de leur durée de vie.

Les méthodes électriques sont en principe faciles à mettre en oeuvre et de ce fait utilisées de façon routinière pour contrôler une production du banc EJM. La caractérisation électrique est effectuée en général sur un échantillon témoin découpé dans le "wafer" et sur lequel on plante des contacts ohmiques. La mesure de résistance est complétée par une mesure d'effet magnétoélectrique ce qui permet d'accéder aux grandeurs: mobilité ( $\mu_H$ ) et densité surfacique ( $n_s$ ) des porteurs.

Nous rappelons ci-dessous les problèmes liés à la mesure des effets magnétoélectriques et les solutions apportées en particulier par van der Pauw [5] dont le procédé fournit des résultats de référence.

La méthode du trèfle de van der Pauw présente néanmoins l'inconvénient de nécessiter l'implantation de contacts ohmiques sur des échantillons de forme particulière. Cette opération technologique peut être difficile, voire impossible ou indésirable dans le cas où l'on souhaite réutiliser l'échantillon pour lui faire subir un certain processus avant un nouveau contrôle. De plus, la cartographie d'un "wafer" dans ces conditions entraîne sa destruction totale.

Nous examinons ensuite les premières solutions proposées dans la littérature et au laboratoire [6] pour tenter de remédier à ces inconvénients.

Cette étude critique nous conduit à formuler un cahier des charges pour l'élaboration d'un nouveau dispositif de cartographie non destructive.

## I.2. CARACTERISATION PAR MESURES D'EFFETS MAGNETOELECTRIQUES

### I.2.1. Rappels sur les effets magnétoélectriques

D'une façon générale les échantillons à caractériser sont de type plan avec un contour de forme quelconque à priori. Ils sont soumis à un champ magnétique  $\vec{B}$  perpendiculaire à leur surface et comportent au moins trois électrodes. Deux électrodes sont nécessaires pour la circulation d'un courant. Entre ces électrodes on effectue les mesures de magnétorésistance (effet longitudinal). Par ailleurs, entre l'une de ces électrodes et une électrode supplémentaire ou entre deux électrodes supplémentaires on effectue des mesures d'effet Hall (effet transversal).

La figure 1 montre à titre d'exemple une configuration à quatre électrodes.

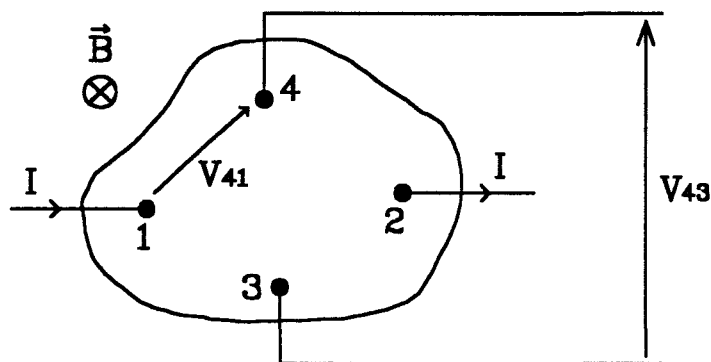


Fig. 1: Configuration à quatre électrodes.

- magnétorésistance :  $\frac{V_{21}}{I}$

- effet Hall :  $\frac{V_{43}}{I}$  ou  $\frac{V_{41}}{I}$  par exemple

Dans une telle configuration, l'effet Hall et l'effet de magnétorésistance coexistent et se manifestent de façon incomplète. Le caractère incomplet de ces effets peut être pris en compte par l'introduction de coefficients d'appareils dont la valeur est conditionnée par la forme des électrodes et le contour de l'échantillon.

L'application de  $\vec{B}$  entraîne l'existence d'un angle de Hall  $\varphi$  entre la densité de courant  $\vec{J}$  et le champ électrique  $\vec{E}$  local. Cet angle est défini par la relation:

$$\text{tg}(\varphi) = \mu_H \cdot B \quad (\text{I, 1})$$

La mobilité de Hall  $\mu_H$  est reliée à la mobilité de dérive  $\mu_d$  par [7]:

$$\mu_H = A \mu_d \quad (\text{I, 2})$$

Dans cette relation, le terme A fait intervenir la dépendance du temps de relaxation  $\tau$  en fonction de l'énergie:

$$A = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (\text{I, 3})$$

La valeur de A est comprise entre 1 et 2 selon le mécanisme de relaxation envisagé [8]. Lorsque  $(\mu_H B)^2 \gg 1$ , A est voisin de 1 [2,9].

L'effet d'accumulation de charges sur les frontières de l'échantillon conditionne directement la prépondérance de l'un ou l'autre des effets magnétoélectriques [10]. Dans ces conditions, on peut imaginer des formes particulières d'échantillon conduisant à observer soit un effet Hall complet soit un effet de magnétorésistance complet.

### **I.2.1.1. Effet Hall complet**

L'effet Hall complet peut être mis en évidence dans un échantillon ayant la forme d'un barreau rectangulaire très allongé (figure 2). Avec ce type de géométrie, l'accumulation des charges sur les frontières conduit à l'apparition d'un champ de Hall  $\vec{E}_H$  purement transverse sauf au voisinage immédiat des électrodes (ceci est en relation avec l'existence d'un très faible effet de magnétorésistance [11]). Cette situation conduit à un champ résultant  $\vec{E}'$  tel que la direction de la densité de courant  $\vec{J}$  reste inchangée en présence de  $\vec{B}$ .



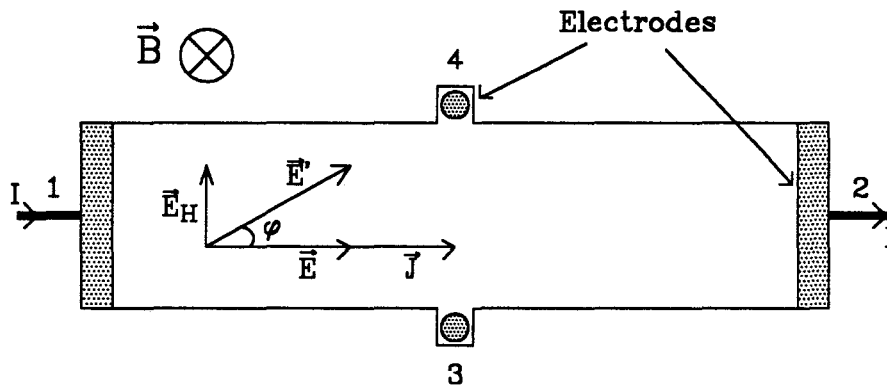


Fig. 2: Géométrie pour la mesure de l'effet Hall complet.

La tension de Hall vaut:

$$V_H = V_3 - V_4,$$

avec:

$$V_H = -\frac{R_H \cdot B \cdot I}{h} \quad (I, 4)$$

où:

- h est l'épaisseur de l'échantillon
- $R_H$  est la constante de Hall [7] dont la valeur, dans le cas des champs faibles ( $\mu_H^2 B^2 \ll 1$ ), est donnée par:

$$R_H = -\frac{A}{n|q|} \quad (I, 5)$$

où n est la densité volumique des électrons de charge q.

### I.2.1.2. Effet de magnétorésistance complet

L'effet de magnétorésistance complet apparaît avec une géométrie interdisant les accumulations de charges aux frontières de l'échantillon. Une telle situation est réalisée dans le cas du disque de Corbino [12] (figure 3). L'application de  $\vec{B}$  laisse inchangée la carte du champ électrique et entraîne donc en tout point une rotation de  $\vec{J}$  d'un angle  $\varphi$ .

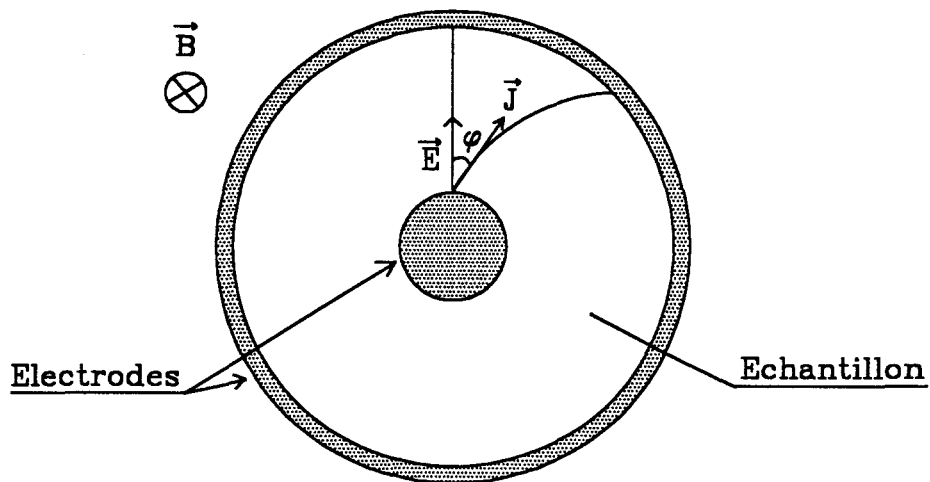


Fig. 3: Configuration de Corbino pour un effet de magnétorésistance complet.

Cette déviation des lignes de courant correspond à l'effet de magnétorésistance caractérisé par le coefficient  $H_M$  tel que:

$$H_M = \frac{1}{B^2} \cdot \frac{R(B) - R(0)}{R(0)} \quad (\text{I, 6})$$

où  $R(0)$  et  $R(B)$  sont respectivement les valeurs de la résistance de l'échantillon en absence et en présence de  $\vec{B}$ .

Pour l'effet de magnétorésistance complet on a:

$$H_M = K \mu_d^2. \quad (\text{I, 7})$$

avec:

$$K = \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^3}. \quad (\text{I, 8})$$

## **I.2.2. Méthode standard de van der PAUW**

Dans la suite de notre travail, nous avons systématiquement fait appel à cette méthode afin de déterminer des valeurs de référence pour les grandeurs  $\mu_H$  et  $n$  des échantillons que nous avons été amenés à caractériser. Nous rappelons donc ci-dessous les principes de mise en oeuvre de cette méthode souvent considérée dans la littérature comme une méthode standard.

### **I.2.2.1. Conditions de mise en oeuvre**

Van der Pauw a étudié l'effet Hall dans un cas général qui implique les contraintes suivantes:

- échantillon plan-parallèle, simplement connexe, homogène et isotrope
- contacts périphériques ponctuels
- couche conductrice à caractériser réalisée sur substrat semi-isolant, ou isolée par une jonction.

Ces conditions idéales ne sont pas réalisées en pratique.

L'auteur [5] a donc calculé pour un échantillon circulaire, la perturbation provoquée dans le cas où l'un des contacts:

- n'est pas strictement situé à la périphérie
- possède une certaine étendue dans la direction radiale ou sur une portion périphérique.

Cette étude a amené l'auteur à proposer une forme de trèfle pour l'échantillon (figure 4). Cette configuration réduit l'influence de l'imperfection des contacts et réduit fortement la densité des lignes de courant à la périphérie de l'échantillon.

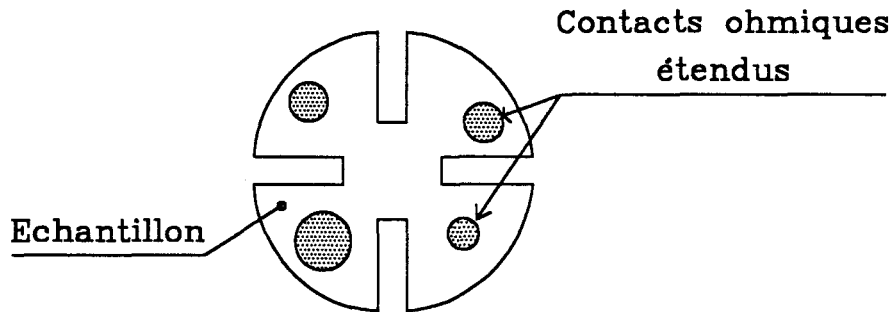


Fig. 4: Trèfle de van der Pauw muni de 4 contacts ohmiques (noter le caractère imparfait de l'implantation de ces contacts).

### I.2.2.2. Principe de détermination de $\rho$ , $\mu_H$ et $n$

#### a) détermination de $\rho$

L'échantillon de la figure 5 est muni de quatre contacts, A, B, C, D. Lorsqu'on injecte un courant  $I_{AB}$  entre A et B, la mesure de la tension entre D et C permet de définir la résistance:

$$R(AB,CD) = \frac{V_D - V_C}{I_{AB}} \quad (I, 9)$$

On définit de même

$$R(BC,DA) = \frac{V_A - V_D}{I_{BC}} \quad (I, 10)$$

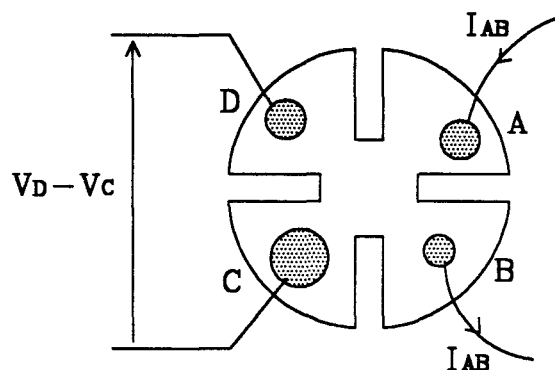


Fig. 5: Principe de mesure de la résistivité

Si l'épaisseur  $h$  de l'échantillon est connue, on montre que la résistivité s'écrit [5]:

$$\rho = \frac{\pi h}{\text{Ln}2} \left[ \frac{R(\text{AB}, \text{CD}) + R(\text{BC}, \text{DA})}{2} \right] \cdot f \left( \frac{R(\text{AB}, \text{CD})}{R(\text{BC}, \text{DA})} \right) \quad (\text{I}, 11)$$

où  $f$  est une fonction qui ne dépend que du rapport  $\frac{R(\text{AB}, \text{CD})}{R(\text{BC}, \text{DA})}$  par la relation:

$$\frac{R(\text{AB}, \text{CD}) - R(\text{BC}, \text{DA})}{R(\text{AB}, \text{CD}) + R(\text{BC}, \text{DA})} = f \cdot \text{Arc Ch} \left( \frac{1}{2} \exp \left( \frac{\text{Ln}2}{f} \right) \right) \quad (\text{I}, 12)$$

Cette fonction est tracée sur la figure 6.

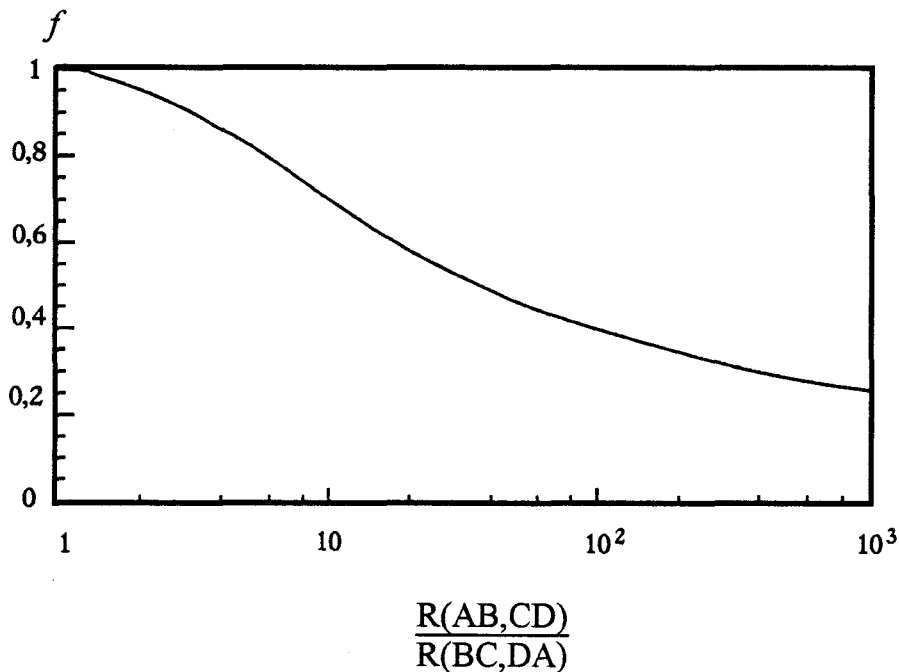


Fig. 6: Evolution de  $f$  en fonction du rapport  $R(\text{AB}, \text{CD})/R(\text{BC}, \text{DA})$

On peut noter que  $f$  est peu différente de 1 lorsque  $R(\text{AB}, \text{CD}) \cong R(\text{BC}, \text{DA})$ , ce qui est le cas lorsque la configuration des contacts est symétrique.

### b) détermination de $\mu_H$ et $n$

La constante de Hall  $R_H$  est déterminée pour la configuration de la figure 6 ,

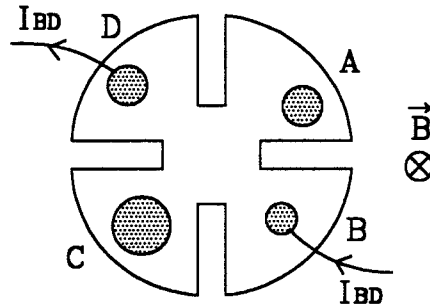


Fig. 6: Principe de mesure de l'effet Hall

en définissant comme précédemment la résistance  $R(BD,AC)$  par:

$$R(BD,CA) = \frac{V_A - V_C}{I_{BD}} \quad (I, 13)$$

L'application d'un champ magnétique  $\vec{B}$  perpendiculaire au plan de l'échantillon, fait varier cette résistance. On détermine alors  $R_H$ :

$$R_H = \frac{\Delta R(BD,CA)}{B} h. \quad (I, 14)$$

On accède ainsi aux quantités:

$$n = \frac{1}{q |R_H|} \quad (I, 15)$$

et 
$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} \quad (I, 16)$$

Un banc de mesure automatique utilisant ce procédé a été réalisé au laboratoire [13], pour caractériser des échantillons à 300K et à 77K. Ceux ci sont préalablement découpés sous forme de trèfle par sablage au moyen d'un masque métallique, puis les contacts ohmiques sont réalisés par alliage d'Indium.

### **I.3. PROCÉDES PERMETTANT DES CARTOGRAPHIES ÉLECTRIQUES**

Différents procédés ont été proposés dans la littérature pour effectuer des cartographies électriques de "wafers". Ces procédés peuvent être classés en deux groupes, selon qu'ils sont destructifs ou non.

#### **I.3.1. Procédés destructifs**

Ces procédés nécessitent des opérations technologiques préalables à la mesure. Il existe à notre connaissance deux techniques:

- La première, développée au LCR de THOMSON-CSF [14,15], utilise la méthode de van der Pauw. Les contacts ohmiques sont réalisés par évaporation d'Au-Ge à travers un masque métallique après recuit sous azote. Le wafer est collé sur un support isolant et découpé sur toute son épaisseur. Les lignes de coupe passent à travers les plots Au-Ge et on obtient ainsi des motifs carrés possédant un contact dans chaque angle. Cette géométrie conduit toutefois à une sous-estimation de la mobilité de Hall de 15 à 20% [16].

- La deuxième technique donne une cartographie en résistivité et en durée de vie des porteurs. Cette méthode est plutôt destinée à la caractérisation d'échantillons de résistivité élevée. Elle requiert la fabrication préalable sur l'échantillon d'une jonction  $p^+n$  destinée à collecter les porteurs générés par un faisceau laser qui balaye la surface de l'échantillon [17,18].

#### **I.3.2. Procédés non destructifs**

Parmi ces procédés on peut citer:

- La méthode des quatre pointes [19-21] qui permet d'obtenir des cartographies de "wafers" en résistivité [22,23] pour des matériaux de bonne résistance mécanique en surface. Elle convient mal au cas du GaAs.

- Des techniques hyperfréquences utilisant la méthode de réflectométrie ou la méthode de résonance:

\* Des dispositifs exploitant le coefficient de réflexion d'une charge constituée par l'échantillon placé en travers d'un guide d'onde [24-28]. Cette technique donne une information moyenne pour  $R_{\square}$ ,  $n$  et  $\mu$  et n'autorise pas de cartographie.

\* Un dispositif utilisant la variation du coefficient de qualité d'une cavité de type microruban couplée à l'échantillon [29]. Il permet la cartographie en  $R_{\square}$ ,  $n$  et  $\mu$ . Toutefois la cellule de mesure est d'élaboration délicate et la méthode de résonance utilisée nécessite des étalonnages.

- Une technique exploitant les courants de Foucault créés dans le matériau à tester [30,31]. Cette méthode permet la détermination de  $R_{\square}$ ,  $n$  et  $\mu$  sans contact physique. Le dispositif commercial [32] basé sur cette méthode ne permet que des cartographies assez grossières (surface de la zone auscultée  $\sim 1\text{cm}^2$ ) uniquement en  $R_{\square}$ .

#### **I.4. Méthode hyperfréquence développée au laboratoire [33]**

Pour s'affranchir des opérations technologiques que nécessite la technique du trèfle de van der Pauw, une méthode originale a été développée récemment au laboratoire. Elle exploite les effets magnétoélectriques en hyperfréquence en utilisant des contacts capacitifs non destructifs au lieu des contacts ohmiques.

##### **I.4.1. Principe**

Dans la configuration retenue, la cellule de mesure comporte quatre électrodes. La capacité du contact échantillon-électrode est celle d'un contact MIS pour lequel:

- le métal est celui d'une ligne microruban qui joue le rôle d'électrode
- l'isolant est déposé une fois pour toute sur la ligne microruban
- le semiconducteur est constitué par la partie de l'échantillon en contact physique avec l'électrode.

Lors de la mesure, l'échantillon est simplement appliqué par une pression sur la cellule. Le diélectrique constituant l'isolant du contact MIS est alors pris en sandwich



entre le métal de l'électrode et le semiconducteur (figure 8). On réalise ainsi quatre contacts capacitifs non destructifs.

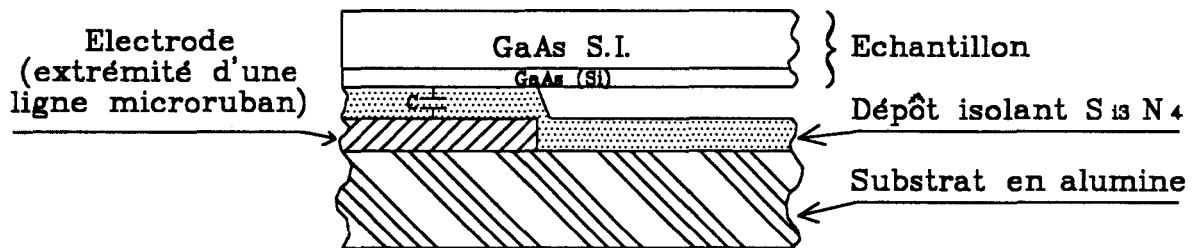


Fig. 8: Vue en coupe d'un contact échantillon-électrode

La taille de l'échantillon (3x3mm) et la fréquence de travail FH (1-2GHz) sont choisies en fonction d'un compromis permettant d'avoir:

- des impédances capacitives de liaison petites par rapport à la résistance de l'échantillon
- des conditions de mesures telles que l'échantillon sous test puisse être considéré comme un système à constantes localisées.

#### I.4.2. Cellule de mesure

Le schéma de la cellule est donné sur la figure 9:

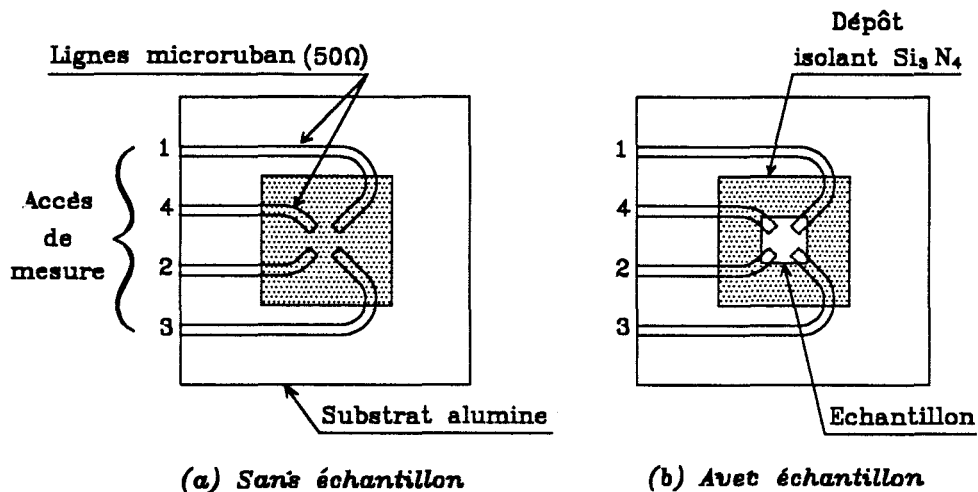


Fig.9: Vue de dessus de la cellule de mesure hyperfréquence

Cette cellule est constituée de quatre lignes microruban ( $50\Omega$ ), sur substrat d'alumine poli. L'extrémité de ces lignes est recouverte d'un dépôt diélectrique  $S_{i_3}N_4$  d'une épaisseur  $4000 \text{ \AA}$  environ. Lors de la mesure, l'échantillon est appliqué sur les extrémités des lignes de cette cellule.

### 1.4.3. Principe de détermination de $R_{\square}$

A la fréquence de mesure FH, les liaisons sont quasi-parfaites. La détermination de  $R_{\square}$  est faite à partir d'une mesure de transmission entre deux accès opposés de la cellule, les deux autres accès étant en l'air. La figure 10 montre la configuration réalisée pour la mesure du module du coefficient de transmission  $S_{21}$ .

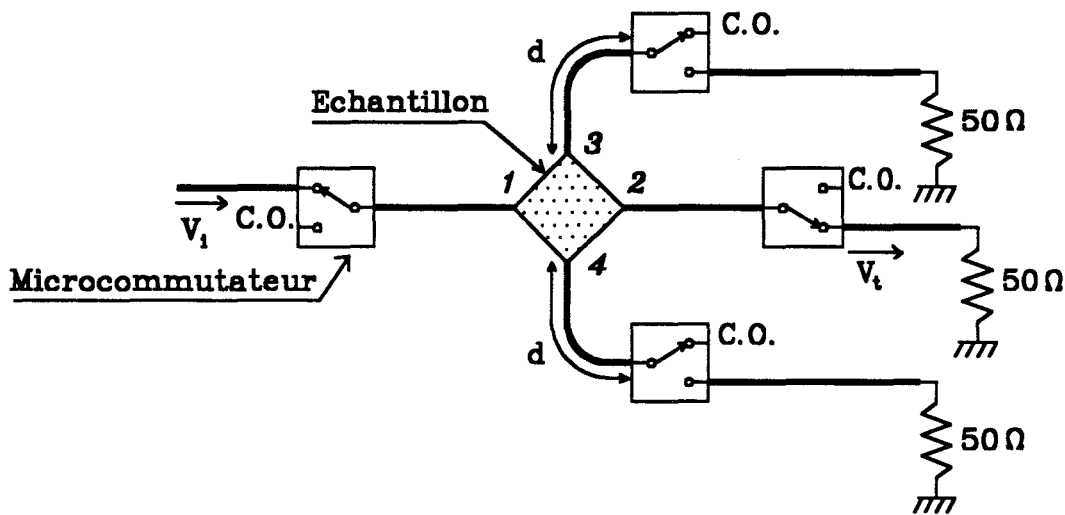


Fig.10: Principe de mesure  $R_{\square}$  à partir de  $|S_{21}|$ .

Les ports 3 et 4 sont en l'air si  $d = \lambda_g/4$ .

On obtient:

$$R_{\square} = k \cdot 2R_c \left[ \frac{1}{|S_{21}|} - 1 \right] \quad (I, 17)$$

avec  $R_c = 50\Omega$ .

Le coefficient  $k$  a pu être déterminé analytiquement [34], numériquement et par étalonnage à partir d'échantillons standards [33].

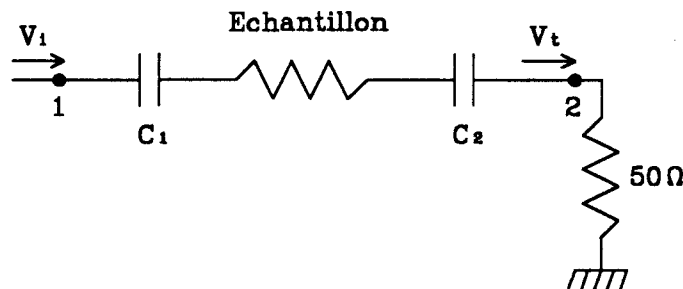
### *Influence des capacités de liaison*

Dans le cas d'un échantillon de résistance carré faible, la contribution des capacités de liaison se fait sentir. On peut traiter leur influence à partir du schéma équivalent de la figure 11 et on utilise la relation:

$$R_{\square} = k \cdot 2R_c \left[ \sqrt{\frac{1}{|S_{21}|^2} - \xi} - 1 \right] \quad (\text{I, 19})$$

$$\text{avec } \xi = \frac{(C_1 + C_2)^2}{(2\omega C_1 C_2 R_c)^2}$$

où  $\xi$  est le facteur de correction correspondant.



*Fig. 11: Schéma électrique équivalent permettant de prendre en compte l'influence des capacités de contacts  $C_1$  et  $C_2$ .*

La détermination de chaque capacité de contact est effectuée au cours d'une procédure préalable à une fréquence  $F_B$  telle que:

$$F_B \ll \frac{1}{2\pi R_{\square} C_i}, \quad i=1, 2, 3, 4. \quad (\text{I, 20})$$

$F_B \ll 5\text{MHz}$  répond à cette condition compte tenu des valeurs typiques des capacités de contacts (10pF) et de celles des résistances carrées mesurables.

#### I.4.4. Principe de détermination de $\mu_H$ et $n_s$

##### a) détermination de $\mu_H$

Cette détermination est possible par mesure soit de l'effets Hall, soit de l'effet de magnétorésistance, soit des deux effets suivant les caractéristiques électriques de l'échantillon à tester.

##### *Utilisation de l'effet de magnétorésistance*

Avec le dispositif réalisé, la mesure de magnétorésistance est exploitée si la variation relative de la résistance ( $\Delta R/R$ ) est supérieure ou égale à 10%.  $\Delta R$  représente la variation de la résistance lorsque B passe de 0 à 1T.

On a:

$$\mu_H = \frac{1}{B} \cdot \sqrt{\frac{\Delta R}{R}} \cdot C_M(\mu_H B) \quad (I, 21)$$

où  $C_M$  est un coefficient qui dépend de  $\mu_H \cdot B$  [14].

##### *Utilisation de l'effet Hall*

La mobilité  $\mu_H$  est donnée par la relation:

$$\mu_H = \frac{Z_H}{B \cdot R_{\square}} \cdot C_H(\mu_H \cdot B) \quad (I, 22)$$

où  $C_H$  est un coefficient calculé qui dépend de  $\mu_H B$  [34].

$Z_H$  est une quantité mesurée par un procédé qui s'apparente à celui utilisé en régime continu (figure 12a) pour lequel:

$$Z_H = \frac{V_H}{I} \quad (I, 23)$$

Pour la méthode hyperfréquence (figure 12b),  $Z_H$  est déterminée à partir de la mesure du module des coefficients de transmission  $S_{31}$  et  $S_{41}$  [33,35].

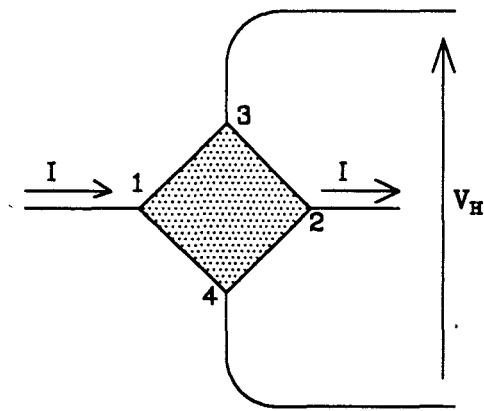


Fig. 12.a

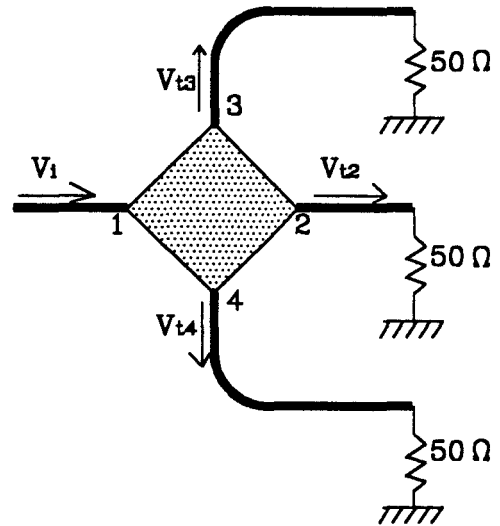


Fig. 12.b

Fig. 12: Mesure de l'effet Hall

a) Méthode en régime continu:  $Z_H = V_H / I$

b) Méthode hyperfréquence

**b) détermination de  $n_s$** 

La densité surfacique  $n_s$  est donnée par la relation:

$$n_s = \frac{1}{R_{\square} q \mu_H} \quad (\text{I, 24})$$

Si l'épaisseur électrique  $h$  de la couche active est connue, la densité volumique vaut:

$$n = \frac{n_s}{h} \quad (\text{I, 25})$$

**I.4.5. Gammes de mesures et précisions**

L'appareil réalisé possède les gammes de mesures suivantes:

$$\begin{aligned} 5\Omega < R_{\square} < 2500\Omega \\ 1000 \text{ cm}^2/\text{V.s} < \mu_H \\ 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} < n < 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Une étude comparative avec la méthode standard du trèfle de van der Pauw a permis d'évaluer les précisions des grandeurs caractérisées:

- 5% pour  $R_{\square}$
- 15% pour  $\mu_H$
- 20% pour  $n$ .

**I.5. CAHIER DES CHARGES POUR LE DISPOSITIF A REALISER**

Pour répondre aux besoins de caractérisations électriques classiques il s'avère nécessaire de pouvoir déterminer les grandeurs  $R_{\square}$ ,  $n$  et  $\mu_H$  sur un échantillon épitaxié de forme quelconque en respectant son intégrité. On s'interdit de ce fait toute opération technologique préalable y compris la découpe d'un motif de test.

L'analyse des méthodes proposées dans la littérature montre qu'elles ne semblent pas répondre complètement à ces exigences.

Nous nous proposons dans ce travail de concevoir et de rendre opérationnel un nouveau dispositif permettant d'effectuer des caractérisations d'échantillons de forme quelconque et de structure simple, tout au moins au départ. Il s'agit d'effectuer des mesures de contrôle, rapides et de façon routinière. La précision souhaitée doit être conforme à celle des méthodes classiques du type méthode de van der Pauw, ce qui ne correspond pas à un objectif de métrologie. On se fixe de plus comme but la réalisation de cartographies électriques de "wafers" 2in., avec une résolution spatiale significative en regard de la taille de l'échantillon.

L'objectif ultérieur est relatif à la caractérisation d'hétérostructures épitaxiées comportant plusieurs couches électriquement actives. La complexité du problème implique en particulier des études à température et champ magnétique variable. Pour répondre à cette nécessité il est indispensable de développer un dispositif cryogénique adapté au fonctionnement de la cellule de mesure.

Compte tenu des possibilités intéressantes du prototype hyperfréquence déjà mis au point au laboratoire nous nous proposons de conserver le principe d'un contact échantillon-électrode de type capacitif. Nous reprenons donc comme point de départ la mise en oeuvre de ce principe pour aboutir à la caractérisation d'échantillons dont les caractéristiques typiques peuvent être fixées comme suit:

quelques  $\Omega < R_{\square} < \text{quelques } k\Omega$

quelques centaines de  $\text{cm}^2/\text{V.s} < \mu_{\text{H}}$

quelques  $10^{15} \text{ cm}^{-3} < n < \text{quelques } 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] H. H. Wieder  
"Laboratory Notes on Electrical and Galvanomagnetic Measurements"  
Elveste Scientific Publishing Company, 1979
- [2] P. Blood and J. W. Orton,  
Rep. Prog. Phys. 4411, (1978), 163-182
- [3] A. Vappaille et R. Castagné  
"Dispositifs et circuits intégrés Semiconducteurs"  
Editions Dunod, 1987
- [4] D. C. Look  
"Electrical Characterisation of GaAs Materials and Devices"  
Wiley, N. Y. 1989
- [5] L. J. van der PAUW,  
Philips Res. Rep. 4131, 1, (1958), 1-9,
- [6] N. Bourzgui, E. Constant, C. Druon, P. Tabourier et J. M. Wacrenier,  
Demande de brevet N° 88 12482 déposée le 23-09-1988
- [7] P. Kireev, La physique des semiconducteurs,  
Editions MIR, Moscou, (1975)
- [8] M. S. Sze, Physics of semiconductor devices,  
2nd Edition, "A Wiley-Interscience publication", (1981)
- [9] K. Seeger, Semiconductor Physics, an Introduction,  
Springer-Verlag. Berlin Heidelberg, New York 1982
- [10] R.F. Wick,  
J. Appl. Phys., 25, (1954), 741



- [11] J. Haeusler,  
Solid-St. Electron., 9, (1966), 417-441
- [12] O. M. Corbino,  
Nuovo Cimento, 1, (1911) 397
- [13] C. Allet,  
Mémoire C.N.A.M., Electronique, Lille, (1987)
- [14] N. Visentin, M. Bonnet, B. Gouteraux, B. Lent et A. Lordereau,  
Revue Technique Thomson CSF 16, 2, (1984)
- [15] M. Bonnet, N. Visentin and B. Gouteraux,  
Revue Phys. Appl., 4231, 739 (1988)
- [16] R. Chwang, B. J. Smith and C. R. Crowell,  
Solid-State Electronics 4171, 1217, (1984)
- [17] O. Engström, B. Brugge and P.A. Tove,  
Physica Scripta 18, 357, (1978)
- [18] H. Bleichner, E. Nordlander, G. Fiedler and P. A. Tove,  
Solid-State Electronics 29, 8, 779 (1986)
- [19] M. G. Buehler and G. L. Pearson  
Solid. St. Electron., 9, (1966), 395-407
- [20] M. G. Buehler  
Solid. St. Electron., 10, (1967), 801-812
- [21] A. Vappaille et R. Castagné  
"Dispositifs et circuits intégrés Semiconducteurs"  
Editions Dunod, 1987
- [22] D. S. Perloff, F. E. Wahl and J. T. Keir  
Proc. Electron and Ion Beam Science and Tech., 7<sup>th</sup> Internatl. Conf.,  
Electrochem. Soc., (1976) 464

- [23] P. Genet  
Le vide, Les couches minces  
Editeur: Société Française du vide, 43, 241 (Mars, Avril 1988) 293-294
- [24] N. Braslau, Inst. Phys. Conf. Ser. N°74: Chapter 4,  
Int. Symp. GaAs and Related Compounds 269 (1984)
- [25] N. Braslau and K. Merrit Court,  
Office européen des brevets. Brevet N° 175182 (1986)
- [26] T. A. Kennedy, Jr. et al.  
United States Patent, N° 4087745 (May 1978)
- [27] J. A. Naber and D. P. Snowden,  
Rev. Sci. Instrum. 4401, 9, (1969)
- [28] G. P. Srivastava and A. K. Jain,  
Rev. Sci. Instrum. 4421, 12, 1793-1796, (1971)
- [29] X. Le Cleac'h,  
15th GaAs and Related Compounds Symposium Atlanta (1988)
- [30] G. L. Miller and D. A. H. Robinson,  
United States Patent N° 4190799 (1980)
- [31] J. D. Growley and T.A. Robson,  
Rev. Sci. Instrum., 47, 6, (1976), 712-715
- [32] Sonogage Tencor Instruments
- [33] N. Bourzgui,  
Thèse de Doctorat, Lille, 25 Jan. (1991)
- [34] C. Druon, P. Tabourier, J. M. Wacrenier,  
J. Phys. III France 2 (1992) 805-819
- [35] C. Druon, P. Tabourier, N. Bourzgui and J. M. Wacrenier,  
Rev. Sci. Instrum., 4611, (11), 3431 (1990)

## ***CHAPITRE II***

## CHAPITRE II

# ETUDE DES EFFETS MAGNETOELECTRIQUES PAR SIMULATIONS NUMERIQUES

## II.1. DETERMINATION DES GRANDEURS ELECTRIQUES

### II.1.1. Description du principe

#### *Position du problème*

Cette étude a pour but d'obtenir les caractéristiques électriques ( $R_{\square}$ ,  $\mu_H$ ) d'un échantillon de forme quelconque. En particulier elle doit renseigner sur l'importance de chacun des deux effets exploités: l'effet Hall et la magnétorésistance. Elle doit aussi nous donner la valeur des coefficients qui relient les grandeurs mesurées aux caractéristiques électriques de l'échantillon.

La caractérisation devant se faire en tout point d'un échantillon de forme quelconque, nous abordons l'étude de ce cas général en considérant la configuration présentée sur la figure 1. L'échantillon est de forme rectangulaire ( $d_1 \times d_2$ ) et les quatre électrodes de dimensions  $w_1 \times w_2$  sont distantes de  $e$ .

Un potentiel  $V$  est appliqué à l'électrode 1, l'électrode 2 étant au potentiel 0. Nous nous proposons de calculer la résistance présentée entre ces électrodes en absence et en présence de champ magnétique  $\vec{B}$  ainsi que la tension qui apparaît entre les électrodes 3 et 4 en présence de  $\vec{B}$ .

Dans cette configuration, il faut remarquer que la distance entre les électrodes est toujours plus grande que l'épaisseur électrique de la couche active ( $\frac{e}{h} \sim 10^3$ ). Il apparaît donc raisonnable d'utiliser un modèle bidimensionnel pour étudier le transport dans cette structure. Par contre l'injection de courant est de caractère tridimensionnel puisque les électrodes sont appliquées à la surface de l'échantillon. Toutefois pour simplifier l'étude on considère ici une injection de courant bidimensionnelle. Cette approximation, déjà utilisée dans une étude précédente, a permis d'obtenir des résultats satisfaisants [1].

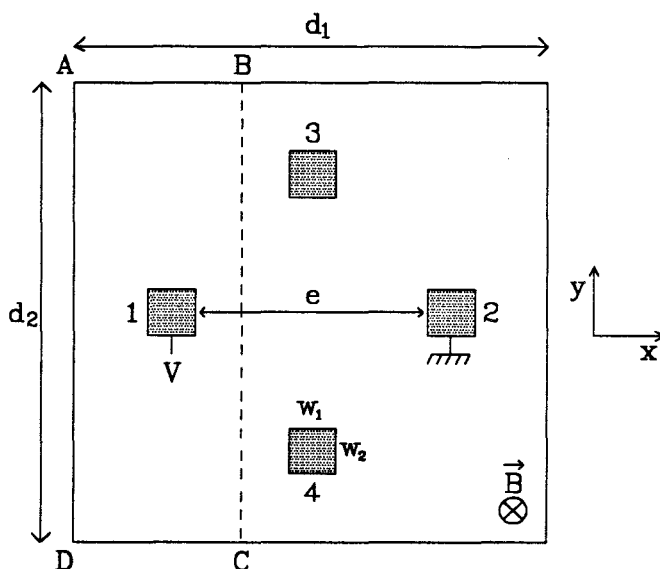


fig. 1: configuration générale du système électrodes-échantillon

### Résolution numérique

Pour obtenir la répartition des potentiels pour la configuration de la Fig.1, il faut résoudre l'équation de Laplace  $\Delta V_{x,y}=0$ , soit:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{II, 1})$$

L'action d'un champ magnétique  $\vec{B}$  perpendiculaire à la surface entraîne [2]

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = \rho(J_x - \text{tg}\varphi J_y) \quad (\text{II, 2})$$

$$E_y = -\frac{\partial V}{\partial y} = \rho(J_y + \text{tg}\varphi J_x) \quad (\text{II, 3})$$

où -  $\rho$ =résistivité de l'échantillon

-  $J_x$  et  $J_y$ =composantes de la densité de courant selon x et y

-  $E_x$  et  $E_y$ = composantes du champ électrique selon x et y

-  $\varphi$  = angle de Hall  $\text{tg}\varphi = \mu_H B$ ,  $\mu_H$  étant la mobilité de Hall.

Des conditions aux limites sont obtenues en remarquant que le courant normal au niveau des frontières isolantes de l'échantillon est nul:

$$- x=0 \text{ ou } x=d_1: \quad J_x=0$$

$$- y=0 \text{ ou } y=d_2: \quad J_y=0$$

La résolution numérique est effectuée en utilisant la méthode itérative de Gauss-Seidel [3]. Les équations aux dérivées partielles sont discrétisées afin d'aboutir à un système d'équations aux différences finies (Annexe I). On applique les conditions aux limites et on initialise les valeurs du potentiel en chaque noeud de la structure. Le réseau est ensuite parcouru pas à pas afin de calculer la nouvelle valeur du potentiel en chacun de ces points. On obtient ainsi en chaque point une suite de valeurs convergente dont la limite est la solution locale du problème. Ce processus itératif est arrêté lorsque la précision du calcul définie par l'utilisateur est obtenue. Pour avoir une convergence plus rapide, on utilise un facteur de surrelaxation  $\lambda$ , avec  $1 < \lambda < 2$  [3].

### II.1.2. Calcul de la tension de Hall

La tension de Hall apparaît entre les électrodes 3 et 4 en présence du champ magnétique  $\vec{B}$ , lorsqu'un courant  $I$  passe de l'électrode 1 à l'électrode 2 (Fig. 1).

Pour une structure donnée, l'expression de la tension de Hall  $V_H$  fait intervenir un facteur de forme  $C_H$  qui prend en compte globalement l'influence de la géométrie des électrodes et du contour de l'échantillon testé:

$$V_H = \frac{C_H I R_H B}{h}, \quad (\text{II, 4})$$

avec:

- $I$  = courant injecté dans l'échantillon
- $R_H$  = Constante de Hall
- $h$  = épaisseur électrique de l'échantillon.

Quand  $C_H$  tend vers 1, on a un effet Hall pur. Par contre le cas  $C_H$  tendant vers 0 correspond à un effet de magnéto-résistance.

On définit de même l'impédance de Hall par la relation:

$$Z_H = \frac{V_H}{I} = \frac{C_H \mu_H B \rho}{h}. \quad (\text{II, 5})$$

### II.1.3. Calcul du courant et détermination de $\Delta R/R$

Dans le modèle de la figure 1, le calcul de la résistance se fait à partir du courant total dans la structure donné par la formule:

$$I = h \oint \vec{J} \cdot \vec{n} dl \quad (\text{II, 6})$$

$\vec{n}$  est la normale locale au contour d'intégration,  $dl$  est un élément infinitésimal du contour d'intégration ABCDA. L'équation précédente se réduit donc à:

$$I = h \int_0^{d_2} J_x dy \quad (\text{II, 7})$$

avec:

$$J_x = \frac{-1}{\rho(1 + \text{tg}^2 \varphi)} \left( \text{tg} \varphi \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (\text{II, 8})$$

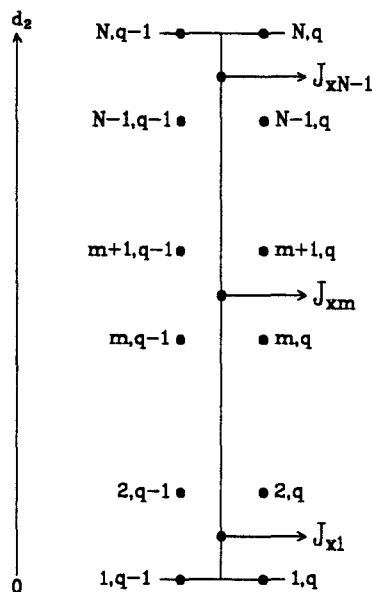


fig. 2: maillage pour le calcul du courant

En choisissant un pas  $\Delta y$  suffisamment petit, l'équation précédente peut s'écrire:

$$I = h\Delta y \sum_{m=1}^{N-1} J_{xm} \tag{II, 9}$$

Les dérivées partielles  $\frac{\partial V}{\partial x}$  et  $\frac{\partial V}{\partial y}$  sont calculées en utilisant le maillage de la figure 2, à l'aide des équations aux différences finies suivantes [3]:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{m,q} = \frac{1}{2} \left( \frac{V_{m+1,q} - V_{m+1,q-1}}{\Delta x} + \frac{V_{m,q} - V_{m,q-1}}{\Delta x} \right)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)_{m,q} = \frac{1}{2} \left( \frac{V_{m+1,q} - V_{m,q}}{\Delta y} + \frac{V_{m+1,q-1} - V_{m,q-1}}{\Delta y} \right) \tag{II, 10}$$

On aboutit à l'équation suivante:



$$\frac{-I\rho}{h} = \frac{1}{2(1+\text{tg}^2\varphi)} ((1+\text{tg}\varphi)(V_{N,q} - V_{1,q-1}) + (1-\text{tg}\varphi)(V_{1,q} - V_{N,q-1})) + 2 \sum_{m=2}^{N-1} (V_{m,q} - V_{m,q-1}) \quad (\text{II, 11})$$

soit:

$$I = \frac{-1}{2R_{\square}(1+\text{tg}^2\varphi)} ((1+\text{tg}\varphi)(V_{N,q} - V_{1,q-1}) + (1-\text{tg}\varphi)(V_{1,q} - V_{N,q-1})) + 2 \sum_{m=2}^{N-1} (V_{m,q} - V_{m,q-1}) \quad (\text{II, 12})$$

avec:  $R_{\square} = \frac{\rho}{h}$

Une fois calculé le courant  $I$ , et connaissant le potentiel appliqué, on peut en déduire la résistance  $R_{12}$  présentée par la structure entre les électrodes 1 et 2. La valeur de  $R_{12}$  est donnée par:

$$R_{12} = \frac{V}{I}, \quad (\text{II, 13})$$

L'effet de magnétorésistance est caractérisé par la variation relative de la résistance notée  $\frac{R(B) - R(0)}{R(0)}$  mesurée lorsqu'on applique le champ magnétique  $\vec{B}$ .

Cette variation est donnée par l'équation suivante:

$$\frac{R(B) - R(0)}{R(0)} = \frac{I(0) - I(B)}{I(B)} \quad (\text{II, 14})$$

#### II.1.4. Tracé des équipotentiels et des lignes de champ

Nous avons vu que la détermination de la carte des potentiels en présence et en absence du champ magnétique, permet celle du champ électrique et celle de la densité de courant en tout point. Nous examinons ci-après le tracé des équipotentiels et des lignes de champ.

### a. Tracé des équipotentielles

Le calcul précédent permet d'obtenir les valeurs  $V_{i,j}$  du potentiel aux noeuds de coordonnées  $(i,j)$  d'un maillage représenté sur la figure 3. Le tracé des différentes équipotentielles peut alors s'effectuer à l'aide d'une méthode d'interpolation [3]. Pour tracer l'équipotentielle  $V_0 = V(x,y)$  (figure 3), on procède de la manière suivante:

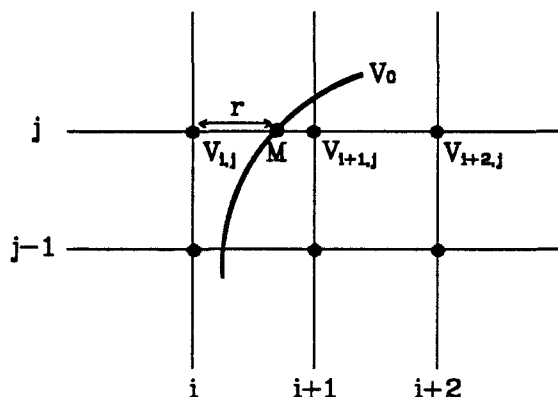


fig. 3: Maillage et tracé d'une équipotentielle

On recherche sur la ligne  $j$  le point  $M$  tel que  $V(M) = V_0$ , en testant  $V_0$  par rapport aux  $V_{i,j}$  ( $0 < i < N+1$ ). On localise ainsi  $M$  sur le segment  $[i, i+1]$ , et on cherche la quantité  $r$ , en utilisant la formule d'interpolation par différences à droite (ou à gauche) [3].  $r$  est donnée par la relation:

$$r = \frac{V_0 - V_{i,j}}{V_{i+1,j} - V_{i,j}} \quad (\text{II, 15})$$

Pour tracer le réseau des équipotentielles, on répète les opérations décrites ci-dessus sur l'ensemble des lignes et des colonnes du maillage.

### b. Tracé des lignes de champ

Les lignes de champ sont orthogonales aux équipotentielles. Leur détermination s'effectue à partir du potentiel calculé en chaque point de la structure. En supposant les

électrodes de conductivité infinie, tout point de leur contour correspond au départ d'une ligne de champ perpendiculaire à ce contour (figure. 4).

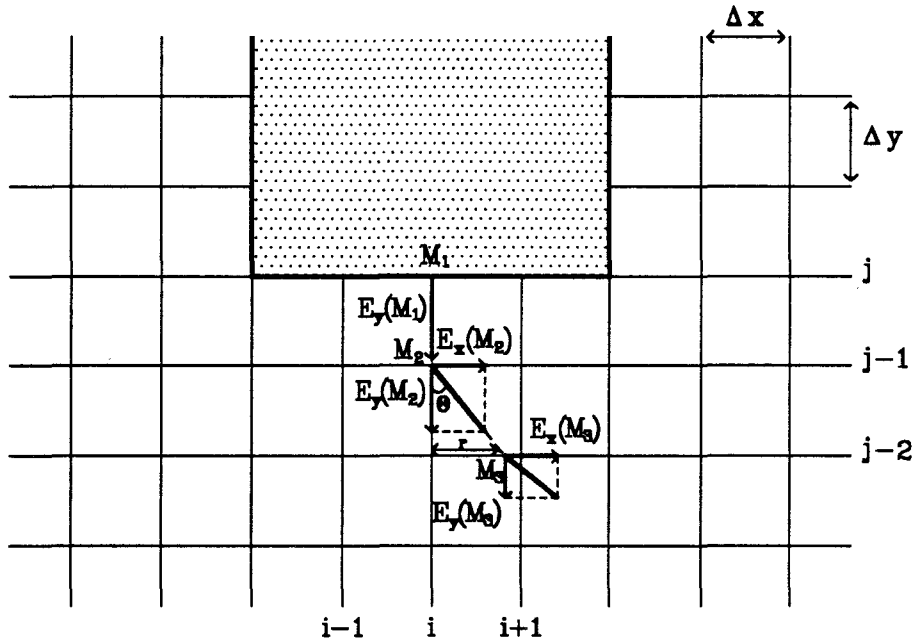


fig. 4: Maillage et tracé d'une ligne de champ électrique

Soit  $M_1(i,j)$  un point situé sur le contour de l'électrode 1. En ce point le champ n'a qu'une composante normale selon y :

$$E_y(M_1) = -\frac{V_{i,j} - V_{i,j-1}}{\Delta y} \tag{II, 16}$$

où  $\Delta y$  est le pas et  $V$  le potentiel.

En suivant la direction initiale du champ on aboutit au point  $M_2(i,j-1)$ . En ce point, le champ électrique possède deux composantes :

- une composante suivant y :

$$E_y(M_2) = -\frac{V_{i,j} - V_{i,j-2}}{2\Delta y} \tag{II, 17}$$

- une composante suivant x:

$$E_x(M_2) = -\frac{V_{i+1,j-1} - V_{i-1,j-1}}{2\Delta x} \quad (\text{II, 18})$$

En suivant le sens du champ défini en  $M_2$ , on obtient le point  $M_3$ . Dans le cas de la figure 4, ce point se trouve sur la droite  $y=j-2$ .

Les composantes du champ électrique au point  $M_3$  sont obtenues par interpolation linéaire.

$$\begin{cases} E_y(M_3) = E_y(i, j-2) + r \frac{(E_y(i+1, j-2) - E_y(i, j-2))}{\Delta x} \\ E_x(M_3) = E_x(i, j-2) + r \frac{(E_x(i+1, j-2) - E_x(i, j-2))}{\Delta x} \end{cases} \quad (\text{II, 19})$$

La répétition de ce processus (voir Annexe II) permet la détermination de la ligne de champ complète. Il est à remarquer que lorsque l'angle  $\theta$  devient supérieur à  $45^\circ$ , c'est à dire lorsque  $E_x > E_y$ , on ne considère plus l'intersection avec la droite  $y=cte$  mais avec la droite  $x=cte$ . La formulation des équations reste analogue au cas précédant. Nous arrivons finalement par ce procédé à calculer le champ électrique en tout point de la structure ainsi qu'à tracer toutes les lignes de champ.

Pour le tracé des lignes de courant, on procède de la même façon, connaissant les composantes suivant x et y du champ électrique. La densité de courant présente deux composantes:

- composante suivant y:

$$J_y = \frac{E_y - \text{tg}\varphi E_x}{\rho(1 + \text{tg}^2\varphi)} \quad (\text{II, 20})$$

- composante suivant x:

$$J_x = \frac{E_x + \operatorname{tg}\varphi E_y}{\rho(1 + \operatorname{tg}^2\varphi)}. \quad (\text{II, 21})$$

## II.2. ETUDE DES EFFETS MAGNETOELECTRIQUES POUR DES CONFIGURATIONS PARTICULIERES

Le but de ce paragraphe est de mettre en évidence l'importance relative des effets Hall et de magnétorésistance suivant la géométrie de la structure. Le caractère incomplet de chacun de ces effets simultanés est traduit par l'introduction de coefficients  $C_H$  et  $C_M$  différents de 1 dans les relations qui donnent la tension de Hall  $V_H$  et la magnétorésistance  $\frac{\Delta R}{R}$  :

$$V_H = \frac{C_H I R_H B}{h} \quad (\text{II, 22})$$

$$\frac{\Delta R}{R} = C_M \mu_H^2 B^2 \quad (\text{II, 23})$$

Rappelons que la mesure de  $\frac{\Delta R}{R}$  s'effectue entre les électrodes d'injection du courant. Par contre la mesure de l'effet Hall nécessite au moins une électrode supplémentaire.

Avant de calculer les coefficients  $C_H$  et  $C_M$  pour la structure prototype de la Figure 1, nous examinons le cas d'une configuration standard pour l'effet Hall "pur" puis celui pour l'effet de magnétorésistance "pur". Dans le cadre de cette étude préliminaire nous définissons des grandeurs réduites permettant la comparaison quantitative de ces effets.

### II.2.1 Configuration standard pour l'effet Hall

#### II.2.1.1. Conformation de l'échantillon

L'étude de cette configuration concerne une structure en barreau rectangulaire très allongé, donnée sur la figure 5 [4]. Pour le calcul, le rapport  $d/e$  entre la largeur et la longueur du barreau est pris égal à 0,1.

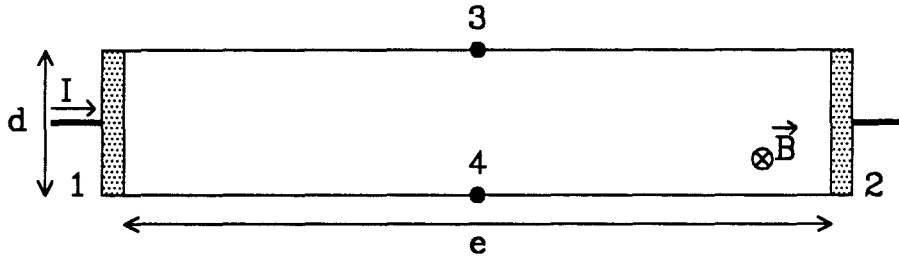


fig. 5: configuration standard de l'échantillon pour l'effet Hall

II.2.1.2. Evolution de  $Z_H/R_{\square}$  et  $\Delta R/R$  en fonction  $\mu_H B$

La figure-6 représente les résultats obtenus , concernant la variation de  $Z_H/R_{\square}$  et de  $\Delta R/R$  en fonction de  $\mu_H B$ . On constate sur cette figure que l'effet Hall est très important devant l'effet de magnétorésistance. En effet sur la carte des champs (figure 7), on constate une déviation des équipotentielle mais pas des lignes de courant dans la majeure partie de l'échantillon. Dans cette partie la force de Lorentz, est complètement compensée par celle liée au champ de Hall  $\vec{E}_H$ . Par contre, on remarque qu'au niveau des électrodes il y a une déviation des lignes de courant.

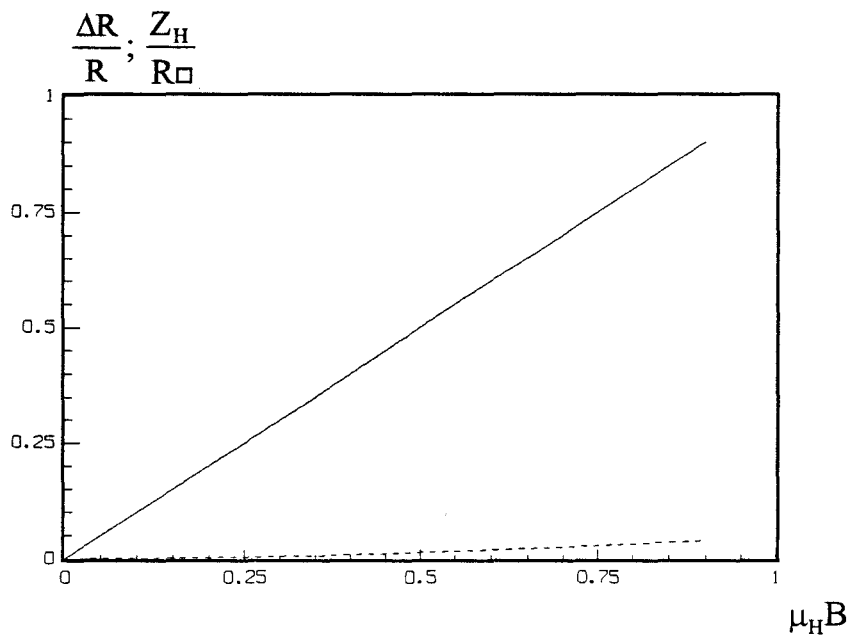


fig. 6: évolution de  $Z_H/R_{\square}$  et  $\Delta R/R$  en fonction  $\mu_H B$

(----)  $\frac{\Delta R}{R}$  ; (—)  $\frac{Z_H}{R_{\square}}$

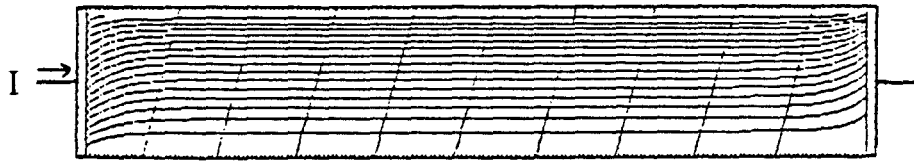


fig.7: carte des équipotentiels et lignes de courant pour  $\mu_H B = 0,5$

## II.2.2. Configuration standard pour l'effet de magnétorésistance

### II.2.2.1. Conformation de l'échantillon

On considère une structure où les électrodes sont très rapprochées (figure 8). Pour l'étude de cette configuration, le rapport  $d/e$  de la structure est pris égal à 10.

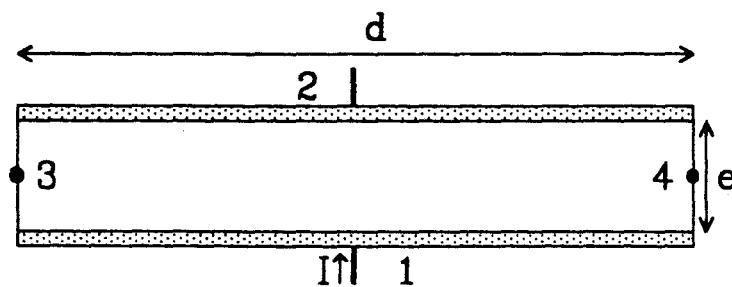


fig. 8: configuration standard de l'échantillon pour l'effet de magnétorésistance

### II.2.2.2. Evolution de $Z_H/R_{\square}$ et de $\Delta R/R$ en fonction de $\mu_H B$

La variation de  $Z_H/R_{\square}$  en fonction de  $\mu_H B$ , représentée sur la figure 9 est très faible devant celle de  $\Delta R/R$ . Cette configuration correspond donc à une situation où l'effet Hall est négligeable devant l'effet de magnétorésistance.

Lorsqu'on examine la carte des champ (figure 10), on constate en effet une déviation pour les lignes de courant mais pas pour les lignes de champ électrique. C'est précisément le déplacement des lignes de courant qui engendre l'effet de magnétorésistance. On peut parler ici d'effet de magnétorésistance "géométrique" pour le distinguer de celui provenant de la dépendance du temps de relaxation en fonction de l'énergie [6].

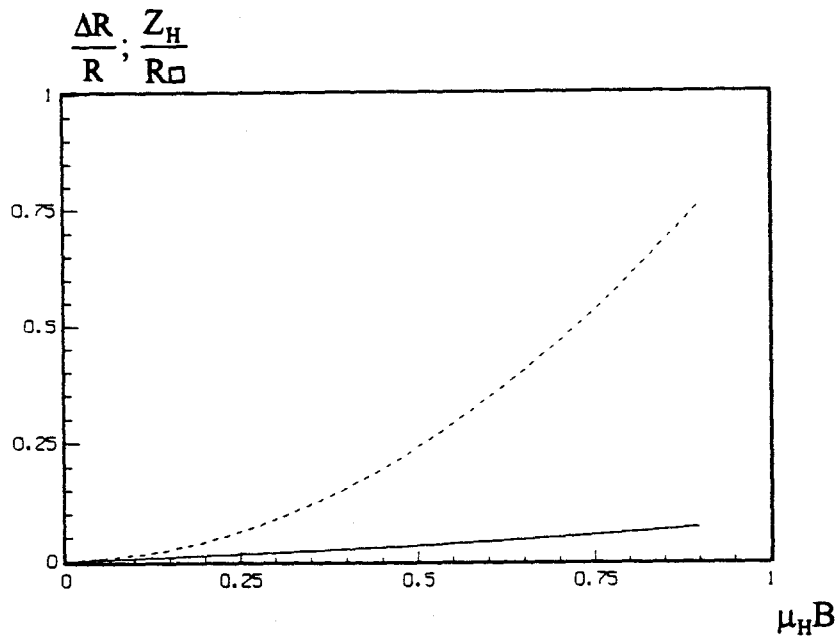
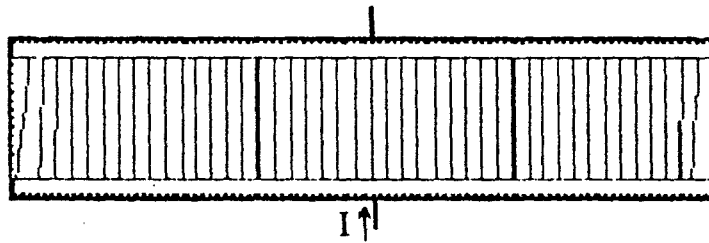
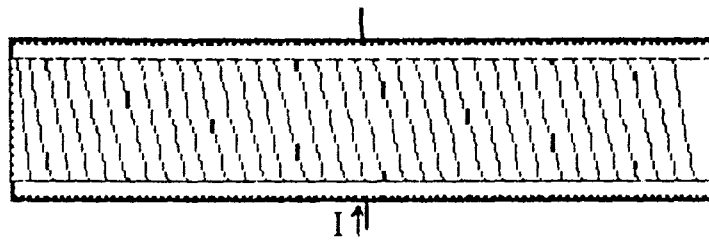


fig. 9: évolution de  $Z_H/R$  et  $\Delta R/R$  en fonction  $\mu_H B$

(---)  $\frac{\Delta R}{R}$  ; (—)  $\frac{Z_H}{R}$



a: lignes de champ électrique



b: lignes de courant

fig. 10: carte des champs pour la configuration standard d'effet de magnétorésistance pour  $\mu_H B = 0,5$



### II.2.3. Configuration pour la caractérisation hyperfréquence

#### II.2.3.1. Conformation de l'échantillon

Cette configuration est celle utilisée avec la méthode précédemment développée au laboratoire [1]. L'échantillon préalablement découpé en un carré de côté 3mm est déposé sur quatre électrodes qui font chacune  $0,6 \times 0,6 \text{ mm}^2$  de surface (figure 11). Pour cette structure les effets Hall et de magnétorésistance ont pu être calculés analytiquement à l'aide de la transformée de Schwartz-Christoffel [1,5].

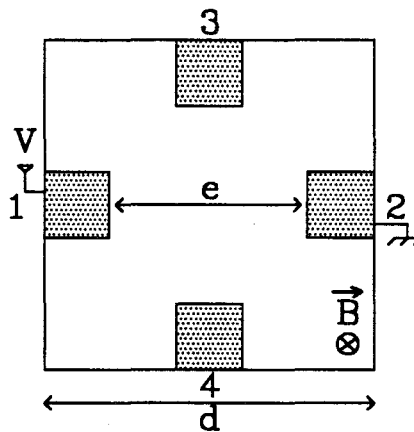


fig. 11: système électrodes-échantillon du procédé développé au laboratoire [1]

#### II.2.3.2. Evolution de $Z_H/R_{\square}$ et de $\Delta R/R$ en fonction de $\mu_H B$

Les résultats obtenus par notre simulation (figure 12), représentant l'évolution de  $Z_H/R_{\square}$  et  $\Delta R/R$  en fonction de  $\mu_H B$ , confirment bien l'importance comparable des deux effets. Rappelons que pour la détermination des grandeurs électriques, il est nécessaire d'introduire des coefficients qui dépendent de la géométrie de la structure. Toutefois, on constate que pour  $\mu_H B > 0.5$ , l'effet de magnétorésistance devient prépondérant. Par conséquent, selon la mobilité des porteurs de la couche étudiée, il est judicieux d'exploiter l'un ou l'autre de ces effets, sachant que la valeur de  $B$  reste inférieur à environ 1T.

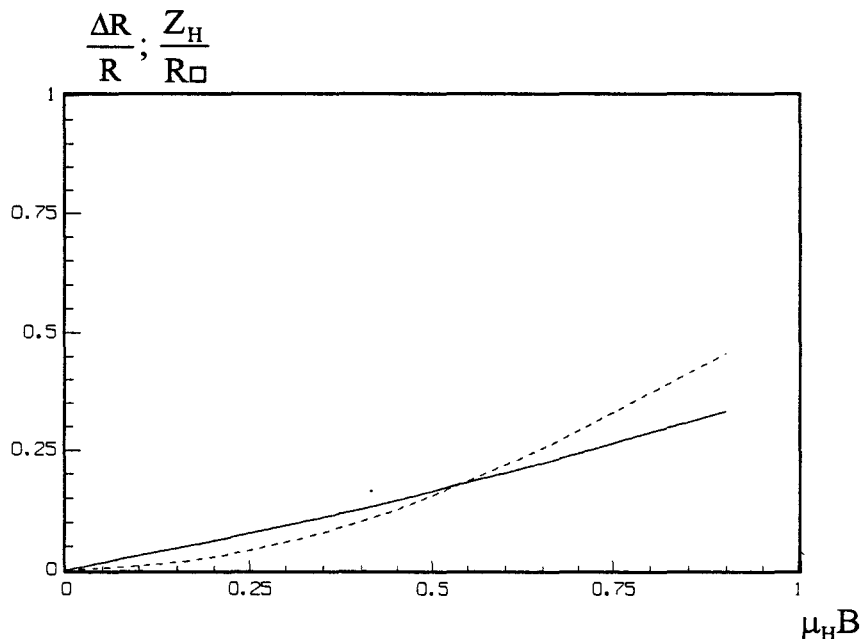


fig. 12: évolution de  $Z_H/R_\square$  et  $\Delta R/R$  en fonction  $\mu_H B$   
pour la configuration donnée Fig. 11

$$(\text{----}) \frac{\Delta R}{R} ; (\text{—}) \frac{Z_H}{R_\square}$$

### II.3. ETUDE DES EFFETS MAGNETOELECTRIQUES POUR UN ECHANTILLON DE TYPE "WAFER"

Rappelons que la méthode développée précédemment au laboratoire [1], repose sur la caractérisation d'échantillon carrés de dimension 3x3 mm. Lors du traitement des données, le logiciel utilise des coefficients qui relient les paramètres mesurés aux caractéristiques de l'échantillon. Par ailleurs pour cette situation on l'exploite suivant le cas, l'effet Hall ou l'effet de magnétorésistance.

Dans le cas d'une cartographie électrique de "wafer", l'échantillon est de grande dimension par rapport à la taille de la zone auscultée. On peut penser effectivement que lorsque la zone auscultée est au centre du "wafer" on se trouve dans une situation où l'effet de magnétorésistance est pur. L'objectif de l'étude numérique est donc de définir jusqu'à quelle distance il est possible de s'approcher du bord de l'échantillon en restant dans ces conditions. Il s'agit de préciser de manière quantitative l'influence des frontières sur les effets magnétoélectriques. C'est à dire d'étudier la dépendance des

coefficients  $C_H$  et  $C_M$  et l'importance relative des effets magnétoélectriques en fonction:

- de la taille de l'échantillon
- de la position des électrodes sur l'échantillon.

Signalons que l'étude est faite à priori pour une tête d'auscultation à usage mixte (effet Hall et magnéto-résistance). La présence de deux électrodes excédentaires pour les mesures de magnéto-résistance entraîne une perturbation. Ce point sera examiner dans l'étude détaillée de cet effet au paragraphe II.3.3.

### II.3.1. Configuration d'étude

Pour la simulation on adopte un échantillon de forme carrée de côté  $d$  (figure 13). L'auscultation de l'échantillon s'opère à l'aide d'un système de quatre électrodes dont on peut imaginer qu'il est localisé à l'intérieur d'un motif carré de côté  $e+2w$  (figure 13). Le déplacement des électrodes correspond au déplacement du motif dont la position est repérée en particulier par la distance  $l_1$  ou  $l_2$ . L'étude faite porte sur l'influence des grandeurs réduites  $d/e$  et  $l/e$ .

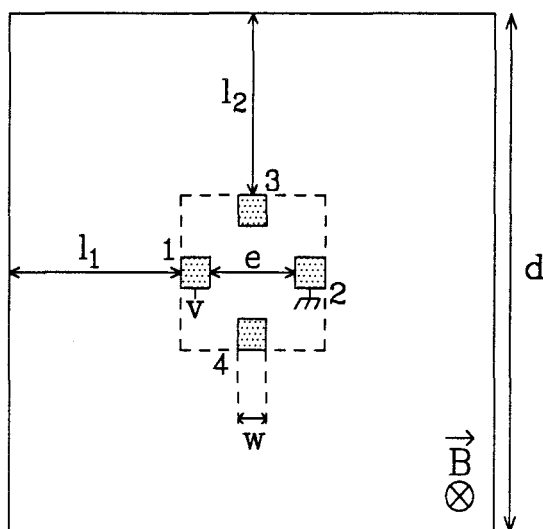


fig. 13: configuration électrodes-échantillon utilisée pour l'étude numérique des effets magnétoélectriques

### II.3.2. Importance relative des effets magnétoélectriques en fonction de $d/e$ et $l/e$

#### II.3.2.1. Evolution de $Z_H/R_{\square}$ et $\Delta R/R$ en fonction de $d/e$

Dans cette structure les deux effets magnétoélectriques existent. Le calcul de  $Z_H/R_{\square}$  et  $\Delta R/R$  est fait dans les conditions suivantes:

- système d'électrodes au milieu de la structure
- $\mu_H B = 0,5$ .

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 14. On constate que  $Z_H/R_{\square}$  diminue en fonction de  $d/e$  et tend vers zéro, par contre  $\Delta R/R$  augmente et tend vers une valeur asymptotique très proche de la valeur  $(\mu_H B)^2 = 0,25$  escomptée pour un effet de magnétorésistance pur. On note que pour  $d/e > 10$  l'effet de magnétorésistance est au moins 30 fois plus important que l'effet Hall. Ce comportement se rapproche de celui observé pour une structure infinie, où il n'existe qu'un effet de magnétorésistance [6].

#### II.3.2.2. Evolution de $Z_H/R_{\square}$ et de $\Delta R/R$ en fonction de $l/e$

Les conditions de cette étude sont:

- $\frac{d}{e} = 12$
- $\mu_H B = 0,5$ .

Les rapports  $\Delta R/R$  et  $Z_H/R_{\square}$  sont calculés en fonction de  $l_1/e$  et  $l_2/e$ . Les résultats obtenus (figure 15) montrent que pour  $l/e > 2$ , l'écart de  $\Delta R/R$  et  $Z_H/R_{\square}$  par rapport à leur asymptote respective reste inférieur à 3%. De plus l'effet de magnétorésistance est largement prépondérant. Ainsi pour effectuer la cartographie électrique d'un "wafer", il suffit de développer une méthode de mesure qui exploite uniquement l'effet de magnétorésistance, en excluant toutefois une couronne de largeur  $l \sim 2e$  à la périphérie de l'échantillon.

Dans ces conditions, il suffit d'utiliser une cellule à deux électrodes. La suite de l'étude est relative à des simulations concernant ce type de cellule.

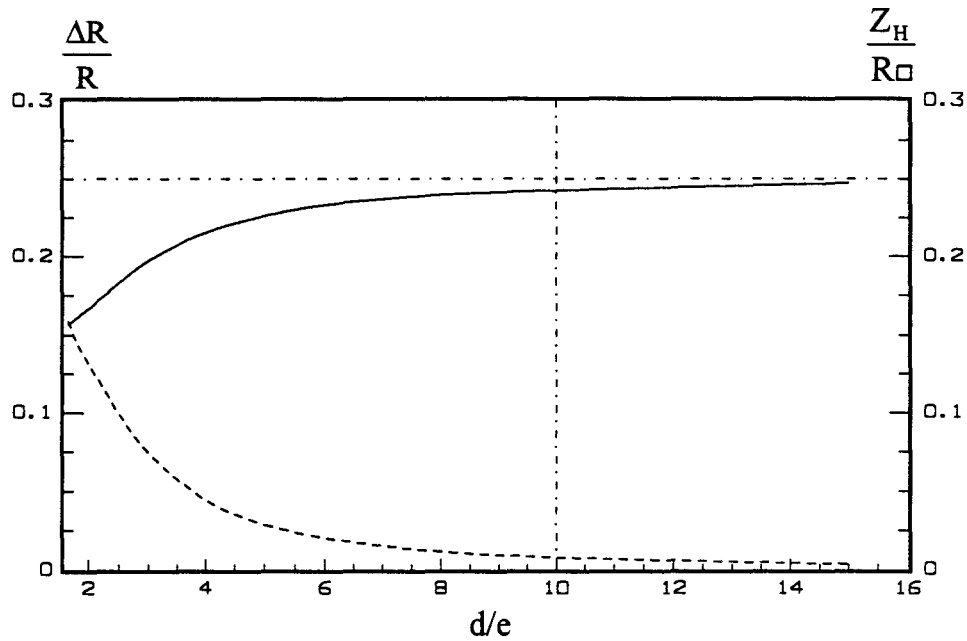


fig. 14: évolution de  $Z_H/R\Box$  et  $\Delta R/R$  en fonction de  $d/e$  électrodes au milieu de la structure et  $\mu_H B = 0,5$

(---)  $\frac{\Delta R}{R}$  ; (—)  $\frac{Z_H}{R\Box}$

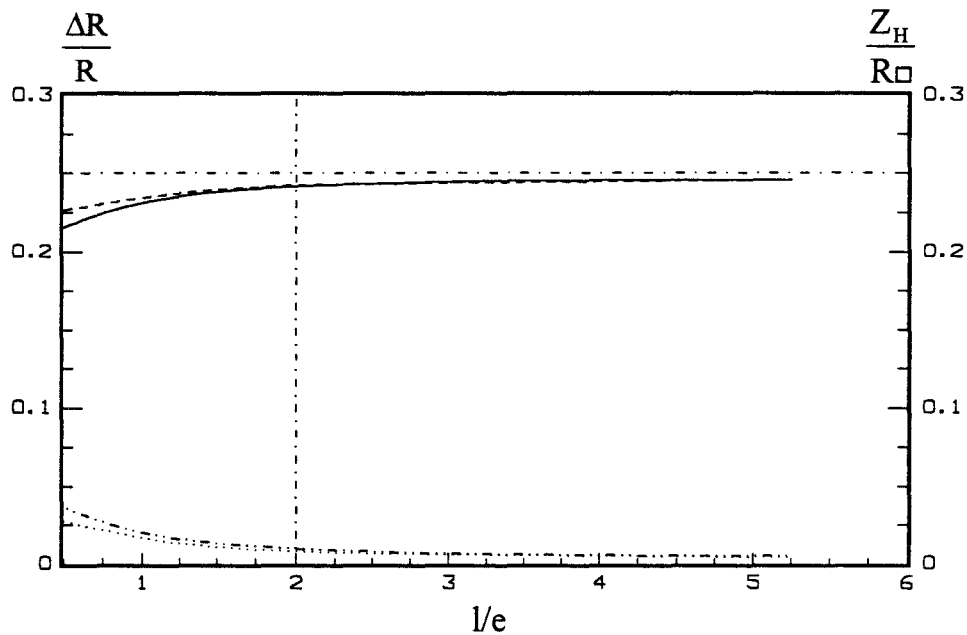


fig. 15: évolution de  $Z_H/R\Box$  et  $\Delta R/R$  en fonction de  $l/e$   $d/e = 12$  et  $\mu_H B = 0,5$

(---) $\frac{\Delta R}{R} = f(l_1/e)$		(—) $= \frac{\Delta R}{R} = f(l_2/e)$
(.....) $\frac{Z_H}{R\Box} = f(l_1/e)$		(-...-) $= \frac{Z_H}{R\Box} = f(l_2/e)$
avec $l_2 = \frac{1}{2}(d - (e + 2w))$		avec $l_1 = \frac{1}{2}(d - (e + 2w))$

### II.3.3. Etude de l'effet de magnétorésistance pour un système à deux électrodes

#### II.3.3.1. Evolution de $\Delta R/R$ en fonction de $d/e$ et de $l/e$

##### a) Evolution de $\Delta R/R$ en fonction de $d/e$

On reprend cette étude dans les mêmes conditions que dans le cas de quatre électrodes, à savoir :

- système à deux électrodes au milieu de l'échantillon
- $\mu_H B = 0,5$ .

L'évolution obtenue pour  $\Delta R/R$  en fonction de  $d/e$  est reportée sur la figure 16. On constate que la courbe obtenue est très voisine de celle pour le système à quatre électrodes. Quand  $d/e$  devient supérieur à 10, l'écart entre  $\Delta R/R$  et son asymptote reste inférieur à 3%.

##### b) Evolution de $\Delta R/R$ en fonction de $l/e$

Avec les conditions suivantes:

- $d/e = 12$
- $\mu_H B = 0,5$ .

on calcule la quantité  $\Delta R/R$  en fonction de  $l$ . Les résultats obtenus, reportés sur la figure 17, sont semblables à ceux obtenus dans le cas d'un système à quatre électrodes. En effet ces courbes nous montrent que quelle que soit la position du système d'électrodes sur l'échantillon, l'écart de  $\Delta R/R$  par rapport à son asymptote reste inférieur à 3 % pour  $l/e > 2$ .

#### II.3.3.2. Evolution de $\frac{\Delta R}{R}$ en fonction de $\mu_H B$ pour le cas $d/e = 15$

L'effet de magnétorésistance qui se manifeste entre les deux électrodes est caractérisé par la variation relative  $\frac{R(B) - R(0)}{R(0)}$  notée  $\frac{\Delta R}{R}$ .

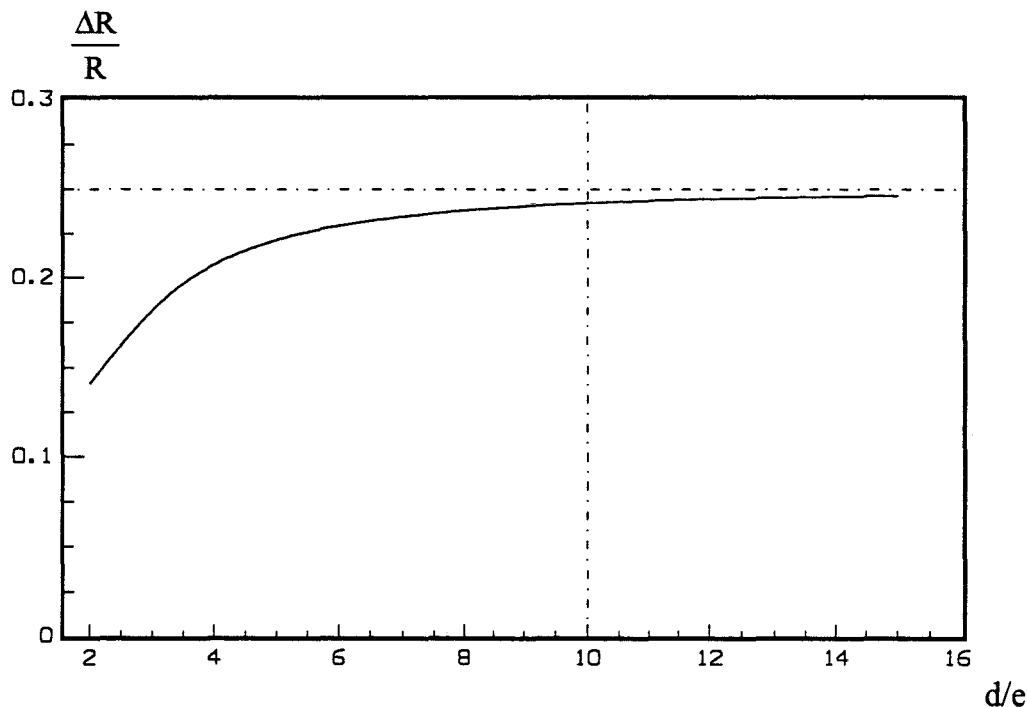


fig. 16: évolution de  $\Delta R/R$  en fonction de  $d/e$   
pour un système à deux électrodes  
électrodes au milieu de la structure et  $\mu_H B = 0,5$

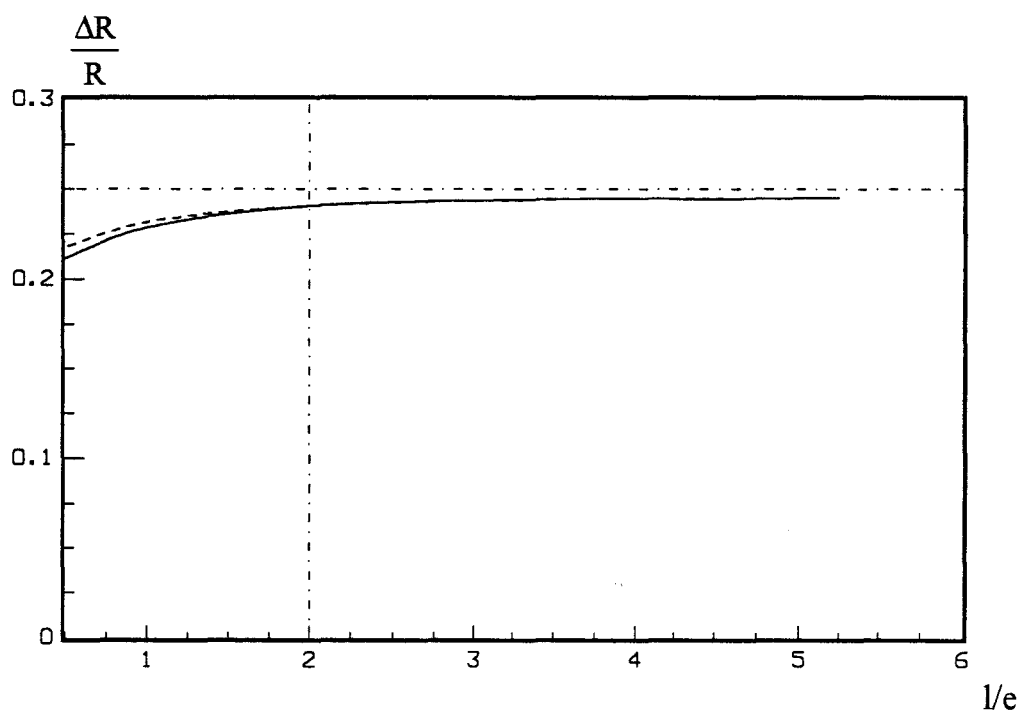


fig. 17: évolution de  $\Delta R/R$  en fonction de  $l/e$   
pour un système à deux électrodes  
 $d/e = 12$  et  $\mu_H B = 0,5$

$$\begin{aligned} (\text{----}) \quad \frac{\Delta R}{R} &= f(l_1/e) \quad \text{avec } l_2 = \frac{1}{2}(d - (e + 2w)) \\ (\text{—}) \quad \frac{\Delta R}{R} &= f(l_2/e) \quad \text{avec } l_1 = \frac{1}{2}(d - (e + 2w)) \end{aligned}$$

La figure 18 représente l'évolution de cette variation en fonction de  $\mu_H B$ , pour une structure de dimension importante ( $d/e = 15$ ).

L'examen de cette courbe, permet d'évaluer la valeur minimale de la mobilité pour une valeur du champ magnétique donnée. Compte tenu des incertitude de mesure, la variation minimale mesurable pour  $\frac{\Delta R}{R}$  est fixée à environ 5%. Dans ces conditions pour une valeur de  $B=1T$ , la limite inférieure pour  $\mu_H$  est  $2200 \text{ cm}^2/V.s$ .

La figure 19, représente l'évolution de la racine carré de la variation relative  $\frac{\Delta R}{R}$  en fonction de  $\mu_H B$ . On constate que cette courbe est une droite de pente 1. On en déduit la formule simple liant la mobilité à la variation relative de la résistance:

$$\mu_H = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{R(B) - R(0)}{R(0)}} \quad (\text{II, 22})$$

### II.3.3.3. Evolution de $R_{12}/R_{\square}$ en fonction de $d/e$ et de $l/e$

#### a) Evolution de $R_{12}/R_{\square}$ en fonction de $d/e$

On étudie l'évolution du rapport  $R_{12}/R_{\square}$  en fonction de  $d/e$  dans les conditions suivantes:

- électrodes au milieu de la structure
- champ magnétique nul ( $\mu_H B=0$ ).

La figure 20 donne la variation de  $R_{12}/R_{\square}$  en fonction de  $d/e$ . Cette courbe montre si  $d/e$  augmente, le rapport  $R_{12}/R_{\square}$  tend vers une valeur asymptotique  $K$ . En particulier pour  $d/e > 10$  l'écart par rapport à  $K$  reste inférieur à 3%. On peut donc poser:

$$R_{\square} = \frac{R_{12}}{K} \quad (\text{II, 23})$$



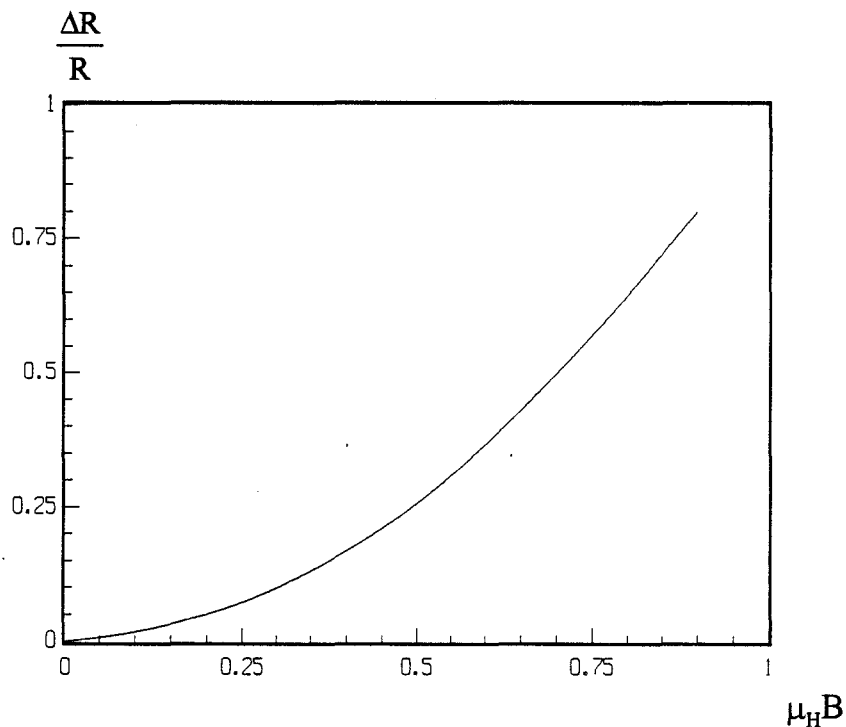


fig. 18: évolution de  $\frac{\Delta R}{R}$  en fonction de  $\mu_H B$   
pour un système à deux électrodes au milieu de la structure et  $d/e=15$

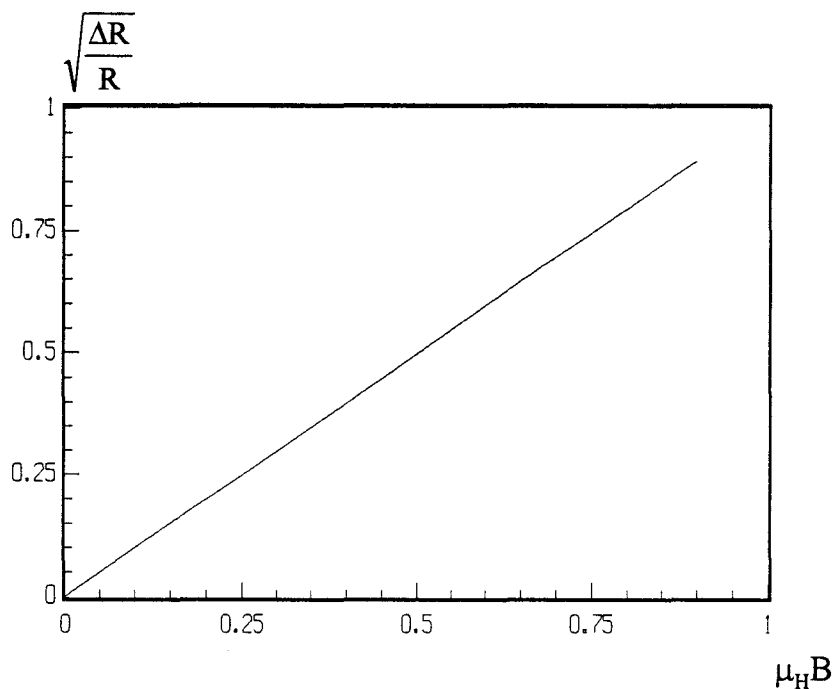


fig. 19: évolution de  $\sqrt{\frac{\Delta R}{R}}$  en fonction de  $\mu_H B$   
pour un système à deux électrodes au milieu de la structure et  $d/e=15$

### b) Evolution de $R_{12}/R_{\square}$ en fonction de $l/e$

Comme il est nécessaire d'effectuer des mesures sur différentes zones du "wafer" afin d'obtenir une cartographie, on se propose d'étudier la variation de  $R_{12}/R_{\square}$  en fonction de  $l_1/e$  et de  $l_2/e$ , dans les conditions suivantes:

- structure de grande dimension ( $d/e=12$ )
- champ magnétique nul ( $\mu_H B=0$ ).

Le résultat obtenu est reporté sur la figure 21. Ces courbes montrent que pour  $l/e > 2$  l'écart entre  $R_{12}/R_{\square}$  et  $K$  reste inférieur à 3%. On peut donc utiliser le même coefficient  $K$  au cours de la cartographie (couronne périphérique exclue).

#### II.3.3.4. Cartes des champs pour le cas où $d/e=15$

Une étude complémentaire concernant la configuration des équipotentiels et lignes de courant a été effectuée sur un échantillon de dimension importante devant celle du système électrodes. Cette étude est faite pour  $\mu_H B=0$  et 0,5.

La figure 22 montre les équipotentiels (a) et les lignes de courant (b) obtenues dans le cas d'un champ magnétique nul. On remarque en particulier que la densité des lignes de courant est plus importante dans la zone où sont placées les électrodes. Ceci permet de donner une première indication sur la taille de la zone auscultée.

La figure 23 représente les équipotentiels (a) et les lignes de courant (b) obtenues pour le cas où  $\mu_H B=0,5$ . On constate en particulier qu'il n'y a pas de déviation des équipotentiels au niveau de la zone testée. Par contre, on remarque une forte déviation des lignes de courant, ce qui confirme l'importance de l'effet de magnétorésistance vis à vis de l'effet Hall.

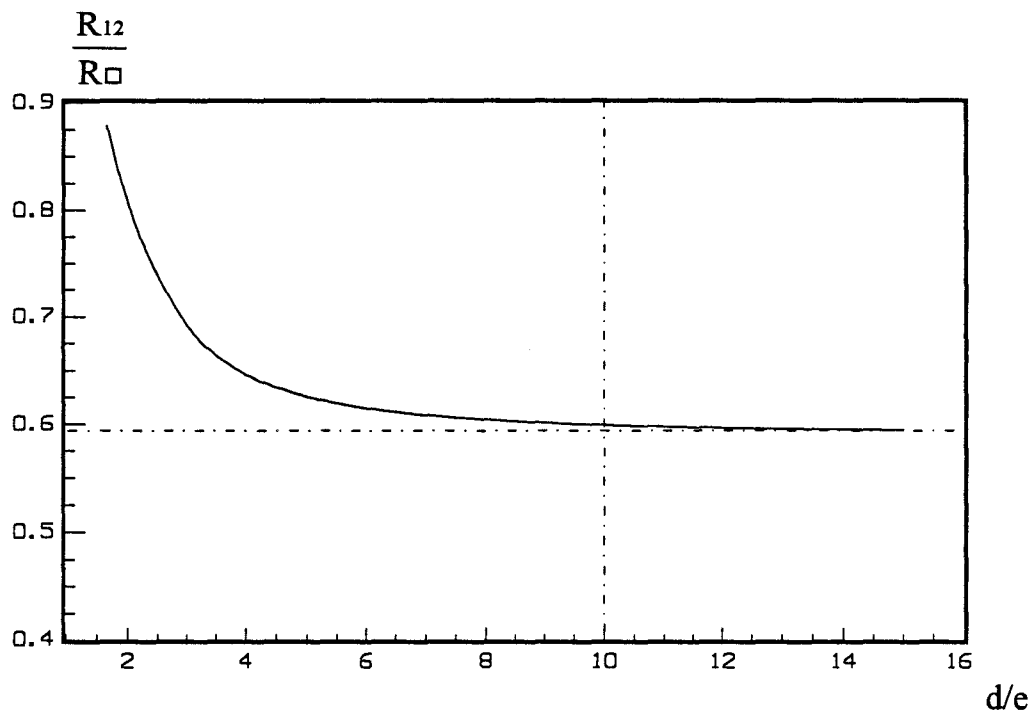


fig. 20: évolution  $R_{12}/R_{\square}$  en fonction de  $d/e$  électrodes au milieu de la structure et  $\mu_H B=0$

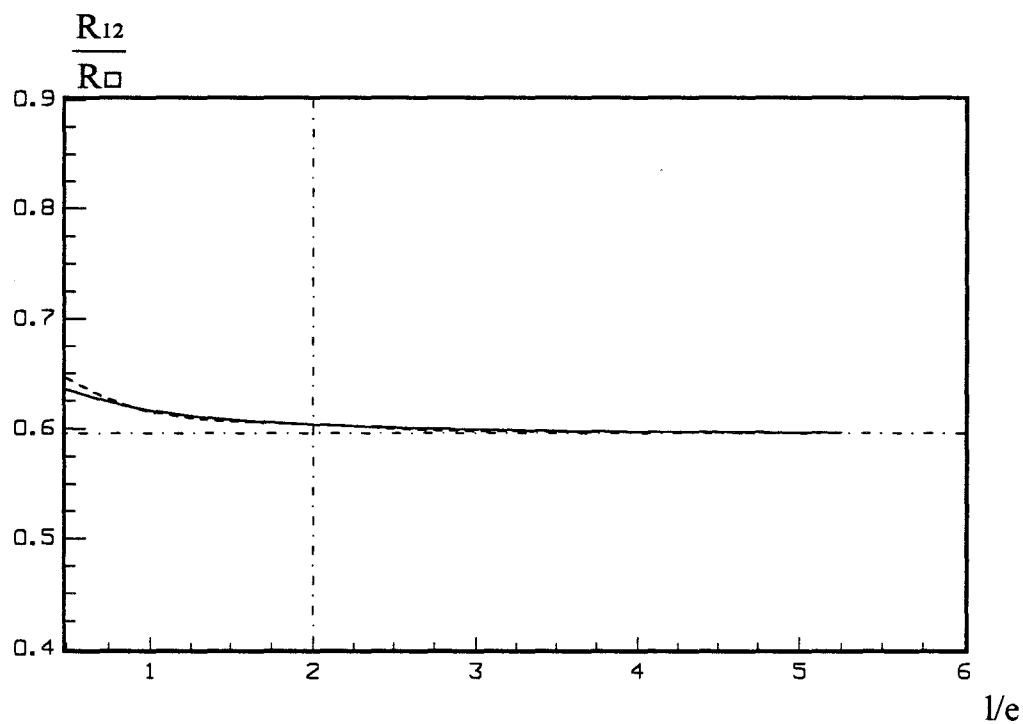
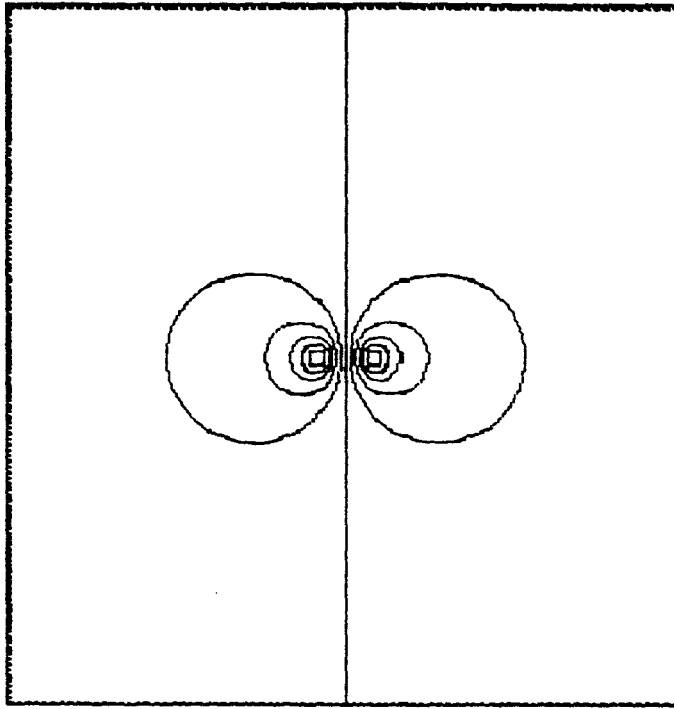
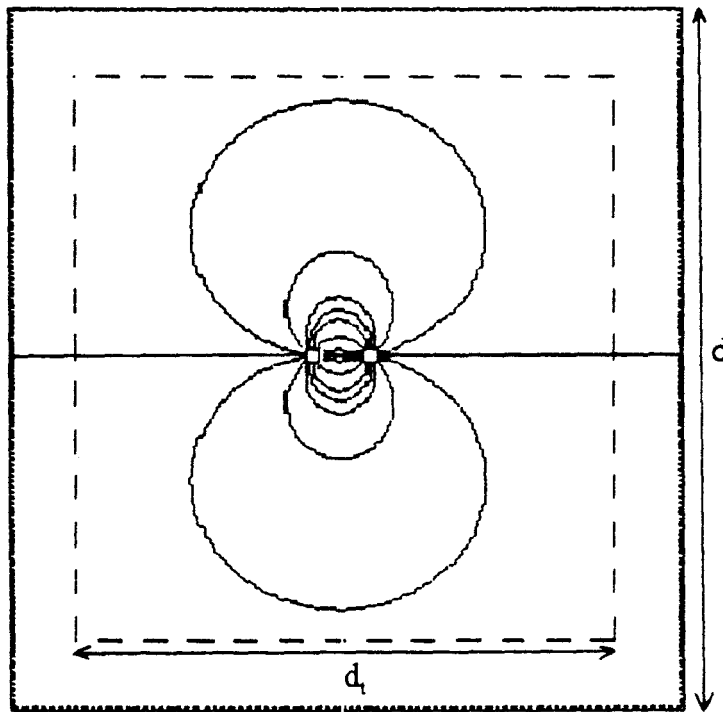


fig. 21: évolution  $R_{12}/R_{\square}$  en fonction de  $l/e$   
 $d/e=12$  et  $\mu_H B=0$

$$\begin{aligned} (\text{----}) \quad \frac{R_{12}}{R_{\square}} &= f(l_2/e) \quad \text{avec } l_1 = \frac{1}{2}(d - (e + 2w)) \\ (\text{—}) \quad \frac{R_{12}}{R_{\square}} &= f(l_1/e) \quad \text{avec } l_2 = \frac{1}{2}(d - (e + 2w)) \end{aligned}$$

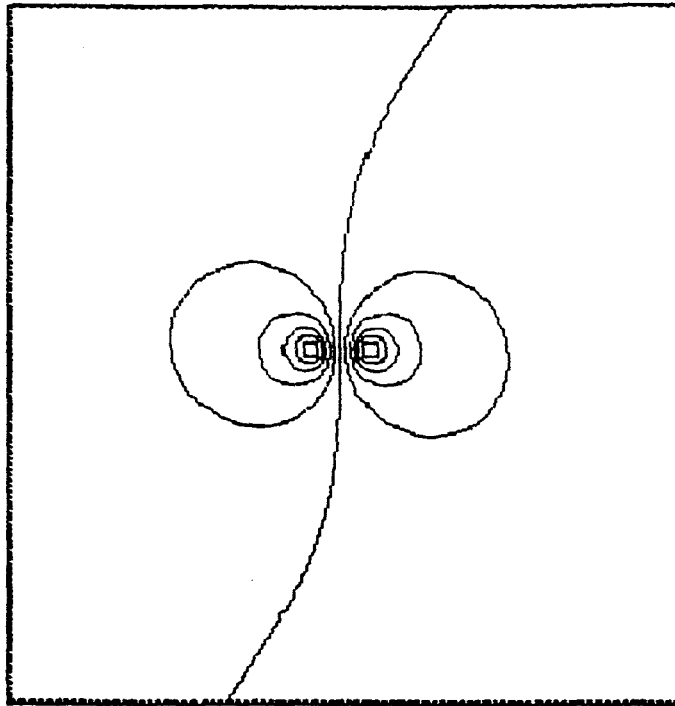


*a: équipotentielles*

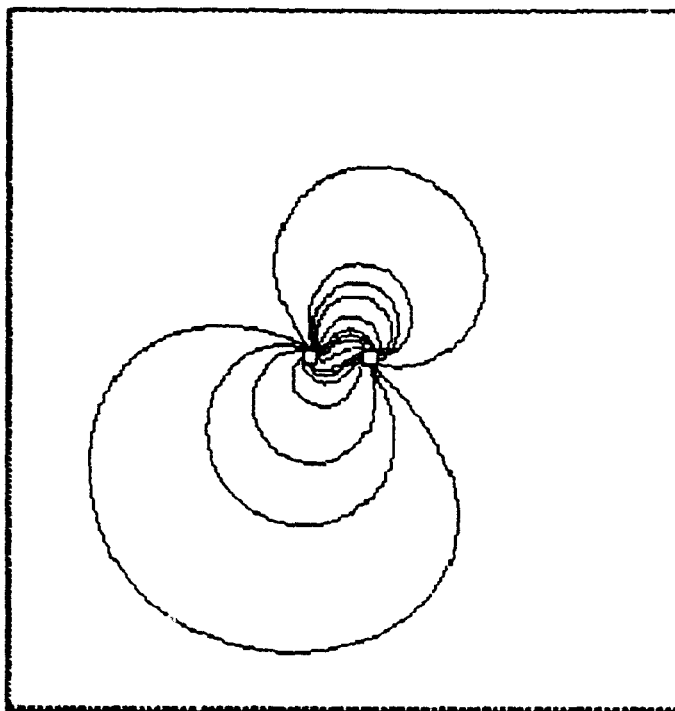


*b: lignes de courant  
(---) zone  $A_t$*

*fig. 22: équipotentielles et lignes de courant pour le cas où B est nul et  $d/e=15$*



*a: équipotentielles*



*b: lignes de courant*

*fig. 23: équipotentielles et lignes de courant pour le cas où  $d/e = 15$  et  $\mu_H B = 0,5$*

### II.3.3.5. Evaluation de la taille de la zone auscultée

Pour évaluer la taille de la zone auscultée, on isole par la pensée une zone  $A_t$  au centre de la structure sous test. On étudie la variation de la quantité  $\frac{R_{12}}{R_t}$  en fonction de

$\frac{d_t}{e}$ .

- $d_t$  est le côté de la zone  $A_t$  au centre de la structure (figure 22. b)
- $R_{12}$  est la résistance calculée entre les électrodes 1 et 2
- $R_t$  est la résistance calculée entre les électrodes 1 et 2, en ne considérant que les lignes de courant contenues dans la zone  $A_t$ .

Le résultat obtenu est représenté par la courbe de la figure 24. On observe en particulier que pour  $d_t/e > 3$  la valeur de  $\frac{R_{12}}{R_t}$  est supérieure à 80%. Dans ces conditions la valeur de  $R_{12}$  correspond essentiellement à la résistance d'une zone  $A_t$  de taille  $3e \times 3e$  au niveau des électrodes.

Nous définissons la surface  $A_t = 9e^2$  comme celle de la zone auscultée.

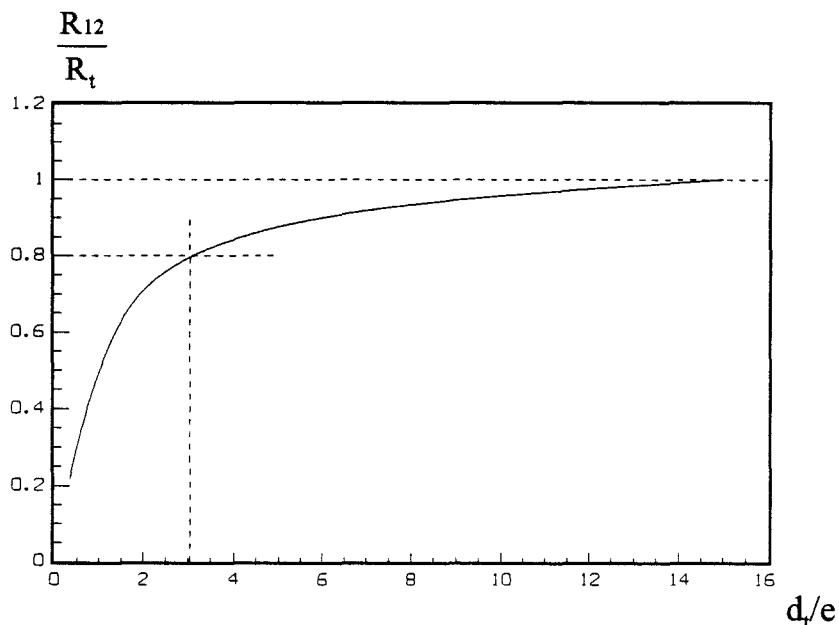


fig. 24: évolution de  $R_{12}/R_t$  en fonction de  $d_t/e$   
 $d_t$  est le côté d'une zone  $A_t$  au centre de l'échantillon

## II.4. CONCLUSION

L'étude numérique effectuée dans ce chapitre montre que pour des échantillons de type "wafer", l'effet de magnétorésistance est maximum. Dans ces conditions, la structure de cellule est particulièrement simple puisque seulement deux électrodes sont nécessaires.

Pour ce système échantillon-électrodes retenue, la détermination de la mobilité  $\mu_H$  est directe puisqu'aucun coefficient d'appareil n'est à faire intervenir. La valeur de la résistance carrée  $R_{\square}$  est obtenue à partir d'un seul coefficient qui peut être déterminé théoriquement puis expérimentalement au moyen d'un étalonnage simple effectué une fois pour toutes.

Les conclusions précédentes sont valables quelle que soit la zone testée au cours de la cartographie. Les seules contraintes sont d'avoir une taille d'échantillon supérieure à dix fois la distance interélectrodes ( $e$ ) et d'opérer en dehors d'une couronne périphérique de largeur  $2e$ .

Les valeurs de  $R_{\square}$  et  $\mu_H$  sont locales dans la mesure où elle sont relatives à une petite zone auscultée dont la taille est de l'ordre de  $9e^2$ .

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] N. Bourzgui  
Thèse de Doctorat, Lille, 25 Jan. (1991).
- [2] D. J. White, M. L. Knotek, and M. H. Ritchie  
J. APPL. Phys., Vol. 44, N°4, April 1973.
- [3] J. P. Nougier,  
"Méthode de calcul numérique",  
2<sup>ème</sup> édition, Masson, 1985.
- [4] H. H. Wieder, "Laboratory notes on electrical and galvanomagnetic  
measurements".  
Elsevier Scientific Publishing company, Amsterdam-Oxford-New York (1979).
- [5] P. Tabourier, C. Druon et J. M. Wacrenier,  
J. Phys. III France 2 (1992) 805-819.
- [6] P. Kireev, "La physique des semiconducteurs",  
Editions MIR, Moscou, (1975).



# ***CHAPITRE III***

## **CHAPITRE III**

### **DISPOSITIF DE MESURE ET TRAITEMENT DES DONNEES EXPERIMENTALES**

Dans le chapitre précédent nous avons montré l'intérêt d'exploiter l'effet de magnétorésistance pour la caractérisation d'échantillons de taille suffisamment grande et de forme quelconque. Une cellule de mesure comportant deux électrodes est donc suffisante pour la mesure sur "wafers". Nous présentons maintenant la cellule utilisant des contacts capacitifs que nous avons réalisée. Cette cellule est associée à un système de déplacement pas à pas pour effectuer des cartographies. Nous décrivons aussi l'électronique associée ainsi que la procédure de traitement des données expérimentales.

#### **III.1 DISPOSITIF DE MESURE HYPERFREQUENCE**

##### **III.1.1. Structure de la cellule hyperfréquence**

Le schéma de la cellule de mesure est représenté sur la figure 1. Elle comporte deux lignes microruban, sur substrat duroïd souple, dont les extrémités en regard sont

distantes de  $e$ . L'extrémité de chaque ligne est recouverte d'un dépôt diélectrique de faible épaisseur et sert d'électrode.

En configuration de mesure, ces électrodes sont appliquées sur l'échantillon (figure 2) par déformation locale du substrat en appliquant une pression. Le diélectrique est ainsi pris en sandwich entre le métal des électrodes et le semiconducteur sous test. La capacité entre les électrodes et l'échantillon est alors celle d'un contact MIS (Métal-Isolant-Semiconducteur) [1].

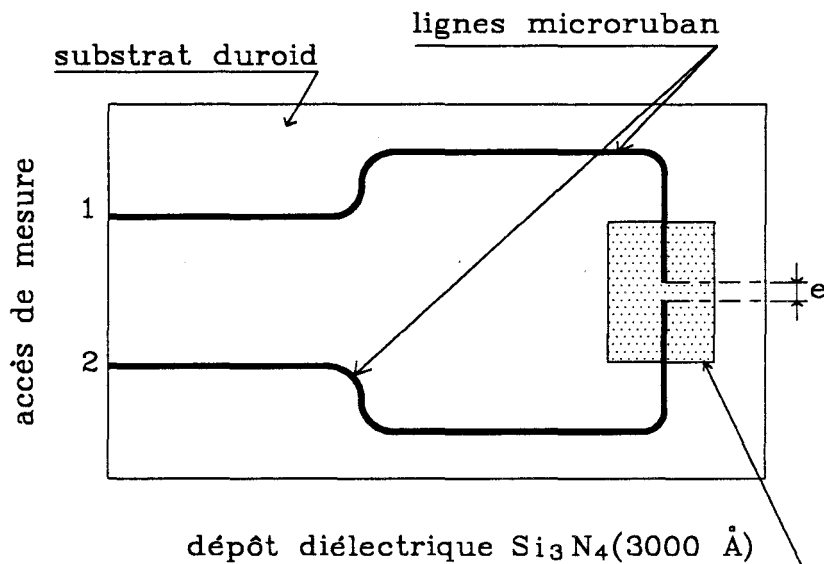


Fig. 1: Vue de dessus de la cellule hyperfréquence réalisée

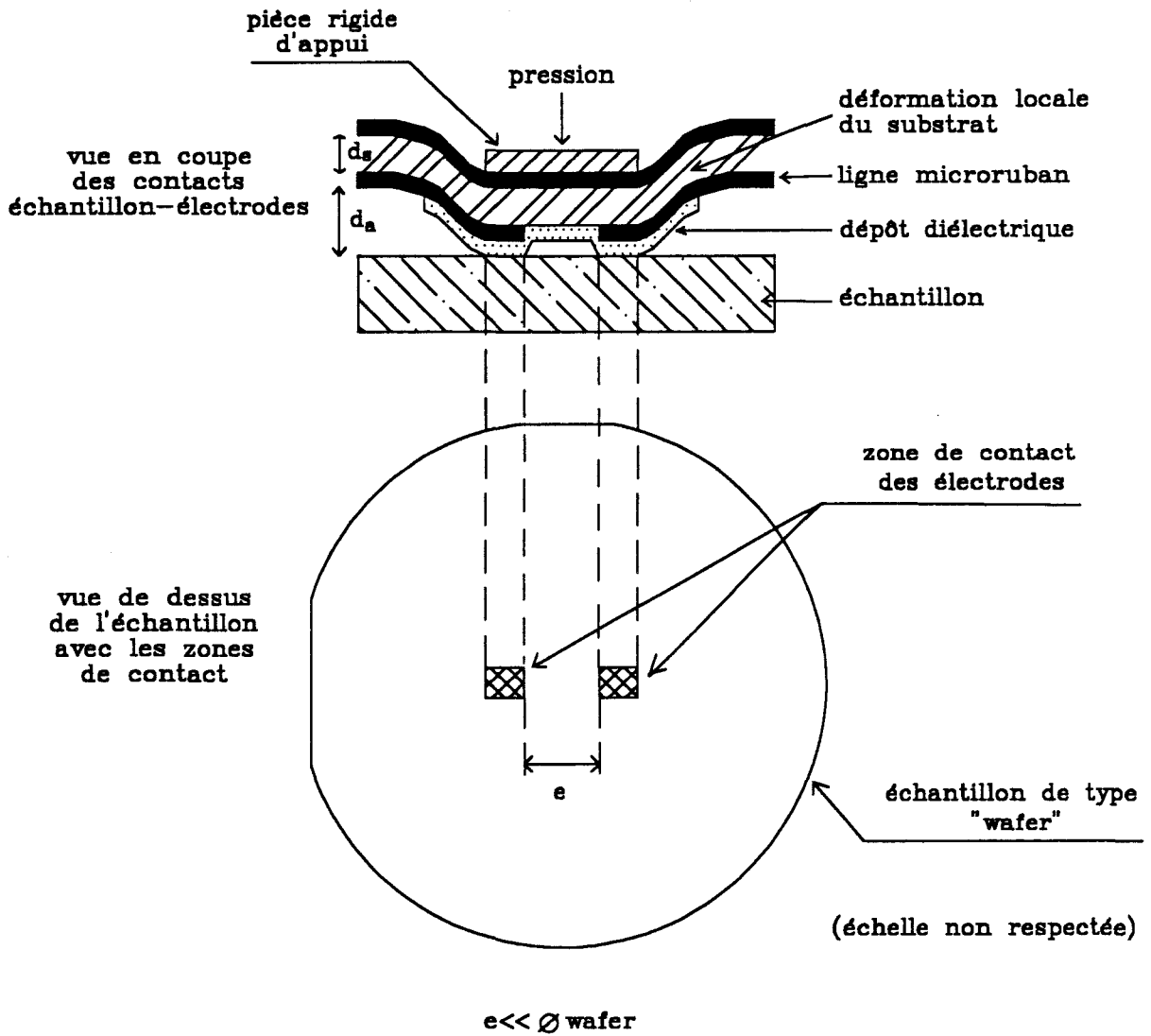


Fig. 2: Cellule en configuration de mesure

### *Contact électrodes-échantillon*

La valeur des capacités de contact doit être la plus grande possible pour réaliser les liaisons électriques quasi-parfaites. Cette valeur est conditionnée par les caractéristiques électriques et physiques du substrat, de sa métallisation et du dépôt diélectrique. On doit donc respecter les contraintes suivantes:

- nécessité d'un substrat souple et mince pour permettre une déformation locale facile; d'une permittivité faible pour obtenir des lignes microruban  $50\Omega$  de largeur raisonnable.

- nécessité d'une faible rugosité pour la métallisation du substrat afin de diminuer le plus possible l'existence d'un film d'air entre les électrodes et l'échantillon.

- nécessité d'un dépôt diélectrique d'épaisseur faible, de rugosité réduite, de permittivité élevée et de résistance mécanique suffisante.

Les choix technologiques suivants répondent de façon satisfaisante à ces impératifs:

- substrat duroïd de permittivité  $\epsilon_r=2,2$ , d'épaisseur  $0,25\text{mm}$  avec une rugosité de métallisation de l'ordre de  $0,4\mu\text{m}$ .

- dépôt diélectrique de Nitrure de Silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) de permittivité  $\epsilon_r=7,5$  et d'épaisseur  $3000\text{\AA}$  environ.

Dans ces conditions on réalise des lignes microruban de largeur  $0,752\text{mm}$ . La surface de contact des capacités de liaison est de l'ordre de  $0,45\text{mm}^2$ .

Afin d'appliquer le plus correctement possible les électrodes sur la partie de l'échantillon à tester on est amené à rigidifier la zone où sont situées les électrodes. On fixe donc à ce niveau une petite pièce d'appui métallique du côté du plan de masse du substrat (figure 2).

### Estimation de la valeur des capacités de contact

Le contact électrode-échantillon peut être modélisé en régime petits signaux H.F. par deux capacités en série. Une capacité  $C_i$  liée à l'isolant  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et une capacité  $C_{\text{dep}}$  liée à la zone de déplétion dans le semiconducteur (figure 3) [2].

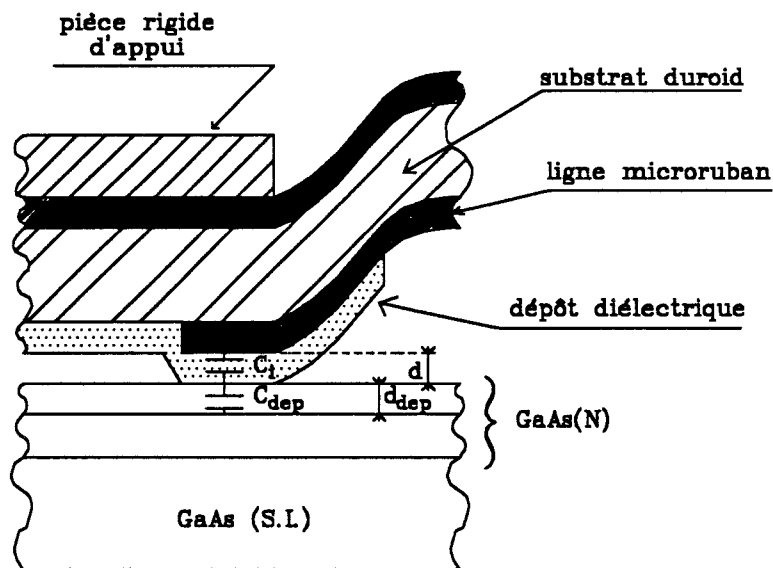


Fig. 3: Vue en coupe d'un contact électrode-échantillon

- La capacité  $C_i$  peut être estimée par la relation:

$$C_i = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i S}{d} \quad (\text{III, 1})$$

où  $\epsilon_i$  est la permittivité du diélectrique  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ( $\epsilon_i=7,5$ ),  $S$  est la surface du contact ( $S=0,45 \text{ mm}^2$ ),  $d$  est l'épaisseur du dépôt diélectrique ( $d \sim 3000 \text{ \AA}$ )

En tenant compte de ces valeurs,  $C_i$  est de l'ordre de 100pF.

- La capacité liée à la déplétion est estimée par la relation:

$$C_{\text{dep}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s S}{d_{\text{dep}}} \quad (\text{III, 2})$$

où  $\epsilon_s$  est la permittivité du GaAs ( $\epsilon_s=13,1$ ),  $d_{\text{dep}}$  est l'épaisseur de la zone désertée du semiconducteur. Pour une épitaxie de type N, on a [3,4]:

$$d_{\text{dep}} = \left[ \frac{2\epsilon_0\epsilon_s}{nq} \left( \varphi_B - \frac{kT}{q} \left( 1 + \text{Ln} \frac{Nc}{n} \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III, 3})$$

avec:

- $n$  = densité des porteurs
- $k$  = constante de Boltzmann
- $T$  = température absolue
- $Nc$  = densité des états dans la bande de conduction
- $\varphi_B$  = hauteur de barrière de potentiel à la surface, pour le GaAs,  $\varphi_B$  est estimé à 0,6eV [3]

Sur la figure 4, on a reporté l'évolution théorique de la capacité équivalente  $C_{\text{éq}} = \frac{C_i C_{\text{dep}}}{C_i + C_{\text{dep}}}$  de la structure MIS en fonction de  $n$ .

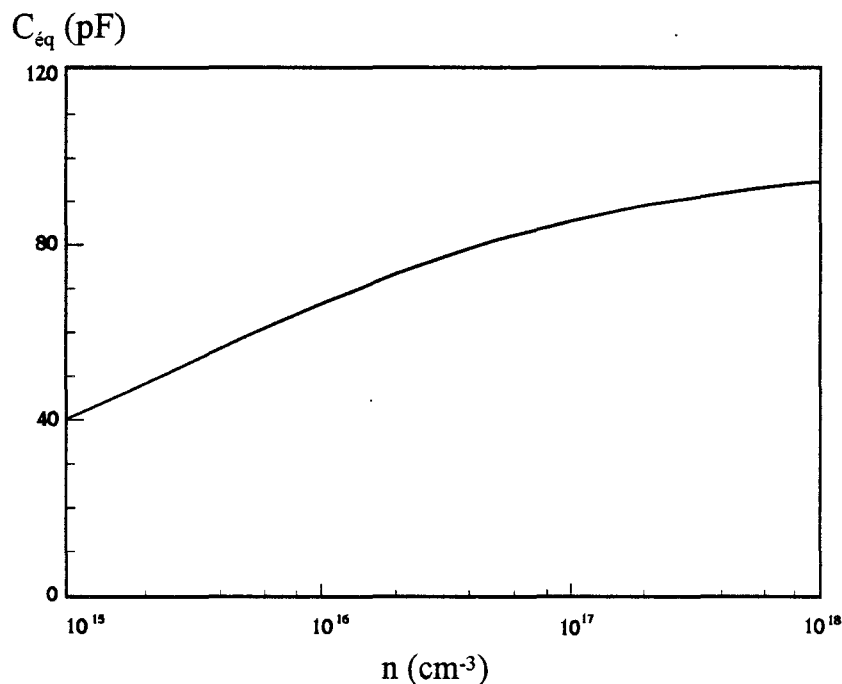


Fig. 4: Evolution théorique de la capacité de liaison en fonction de la densité des porteurs dans l'échantillon

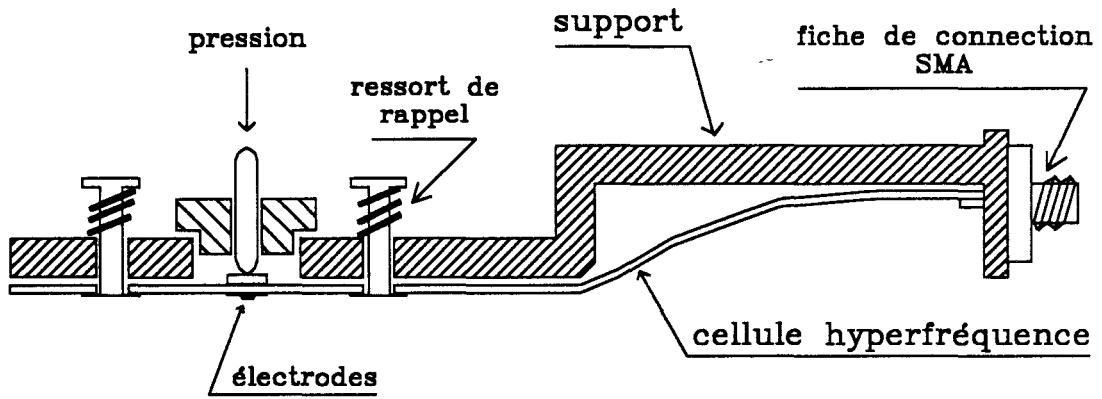


Fig. 5: Vue en coupe de la cellule hyperfréquence et de son support

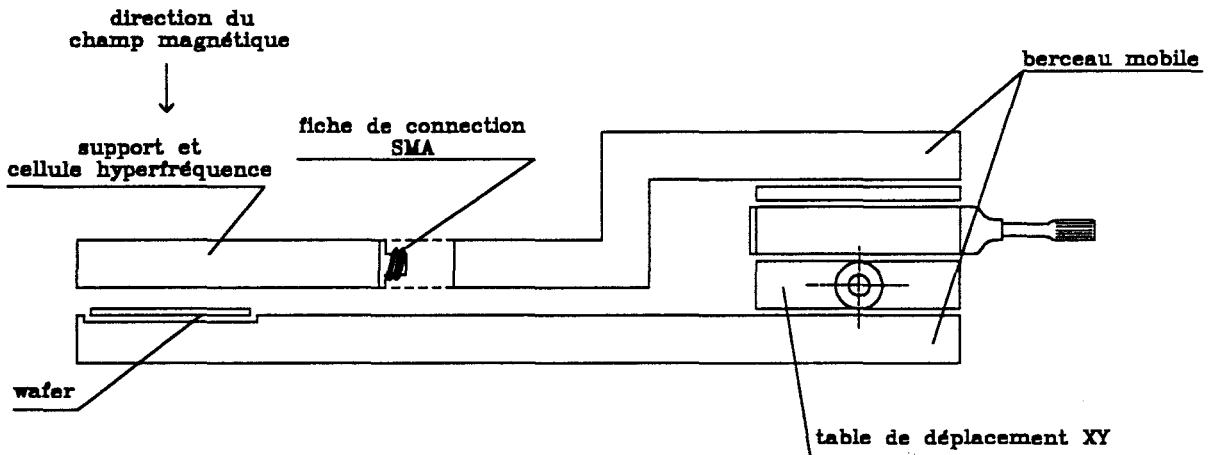


Fig. 6: Vue en coupe de l'ensemble hyperfréquence de mesure



### III.1.2. Structure de l'ensemble hyperfréquence de mesure

La cellule hyperfréquence est fixée sur un support par quatre ressorts de rappel au voisinage des électrodes (figure 5). Ce support comprend par ailleurs un système mécanique permettant d'appliquer les électrodes sur l'échantillon par pression ( $10\text{kg/cm}^2$ ) et deux fiches de connexion SMA pour les accès de mesure.

Notons qu'avec cette configuration dans laquelle  $d_a$  est la distance ligne microruban-échantillon et  $d_s$  l'épaisseur du substrat (figure 2), le rapport  $d_a/d_s$  est supérieur à 10 en dehors même de la zone de contact. Dans ces conditions, l'impédance caractéristique des lignes n'est pas perturbée en configuration de mesure [5].

Enfin le support fait partie d'un berceau mobile qui comprend une table de déplacement X,Y (figure 6). La cartographie d'un wafer est donc réalisée par son déplacement sous les électrodes de test. Ces dernières sont appliquées au moment d'un point de mesure puis relevées, pour passer au point suivant, au moyen d'un déplacement suivant Z, direction d'application du champ magnétique. L'ensemble de ces déplacements mécaniques peut être facilement automatisé.

### III.1.3. Comportement en fréquence du dispositif hyperfréquence

#### a) Etude du comportement en fréquence du dispositif

Une étude préliminaire du comportement en fréquence du dispositif de mesure est nécessaire pour choisir les deux fréquences de travail  $F_{BF}$  et  $F_{HF}$  utilisées respectivement pour la détermination des capacités de contact et pour la caractérisation de la couche épitaxiée.

La figure 5 montre l'évolution du coefficient de transmission  $S_{21}$  (courbe en trait discontinu) en fonction de la fréquence pour un échantillon de résistance donnée. Cette courbe comporte deux parties:

- une partie BF ( $< 200$  MHz) qui correspond au comportement capacitif prépondérant du contact électrode-échantillon.
- une partie HF ( $> 500$  MHz) liée essentiellement à la résistance équivalente de l'échantillon.

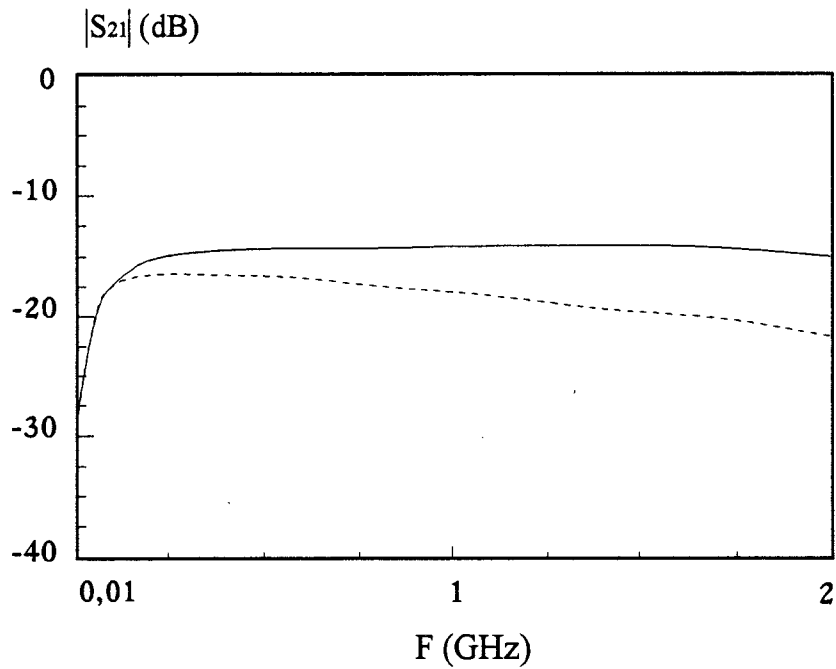


Fig. 5: Evolution du module du coefficient de transmission  $S_{21}$  en fonction de la fréquence pour un échantillon de résistance carré  $R_{\square}=520\Omega$   
 (---): plan de masse standard  
 (—): plan de masse réduit

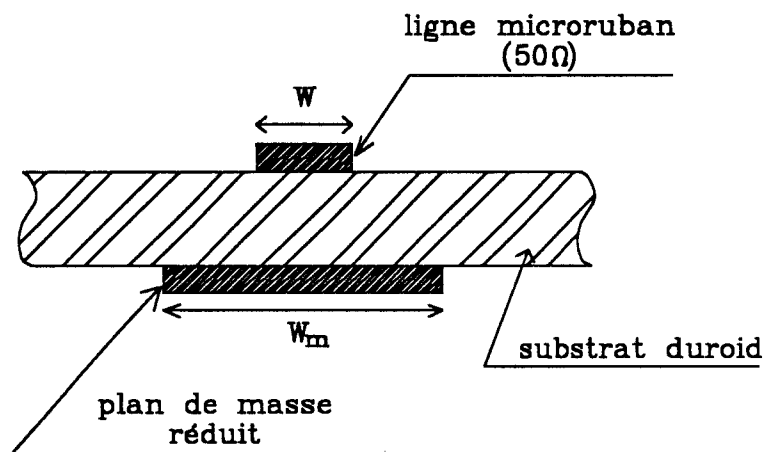


Fig. 6: Vue en coupe d'une ligne microruban avec un plan de masse réduit

Pour cette partie HF on remarque que  $|S_{21}|$  diminue régulièrement avec la fréquence. Ce comportement est dû à l'existence d'une capacité répartie  $C_p$  entre l'échantillon et le plan de masse de la cellule. En raison des dimensions importantes de l'échantillon, cette capacité parasite affecte de façon non négligeable la valeur du coefficient  $S_{21}$ . Pour réduire la valeur de  $C_p$  on a recours à la mise en oeuvre de lignes microruban avec plan de masse réduit (figure 6). La largeur  $W_m$  permet de conserver l'impédance caractéristique de  $50\Omega$  et d'assurer une transmission correcte comme l'indique la courbe en trait continu de la figure 5.

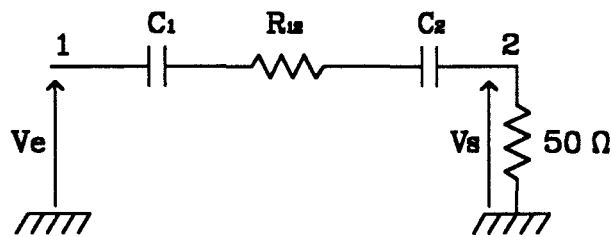
## b) Choix des fréquences de travail

### *Choix de la fréquence FBF*

La fréquence de travail pour la détermination de la capacité équivalente de liaison est choisie de telle sorte que:

$$F_{BF} \ll \frac{1}{2\pi R_{12} C_{12}} \quad (\text{III, 4})$$

La figure 7 montre le schéma électrique équivalent de cellule en basse fréquence.



$$C_{12} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

$R_{12}$  : résistance de l'échantillon présentée entre les accès 1 et 2

*Fig. 7: Schéma électrique équivalent de la cellule en basse fréquence*

A partir de ce schéma et de la partie BF de la figure 5 on peut obtenir la valeur pratique de la capacité  $C_{12}$ . On obtient la valeur typique  $C_{12} \sim 4\text{pF}$ . En supposant  $C_1 \sim C_2$  on a pour la capacité de contact une valeur pratique de l'ordre de  $8\text{pF}$ .

On constate que cette valeur est sensiblement inférieure à l'estimation faite au §III.1.1. On peut expliquer ce désaccord par le fait que l'application de l'électrode sur l'échantillon n'est pas parfaite. En effet, il subsiste un film d'air lié à la rugosité des électrodes métalliques (voir figure 8).

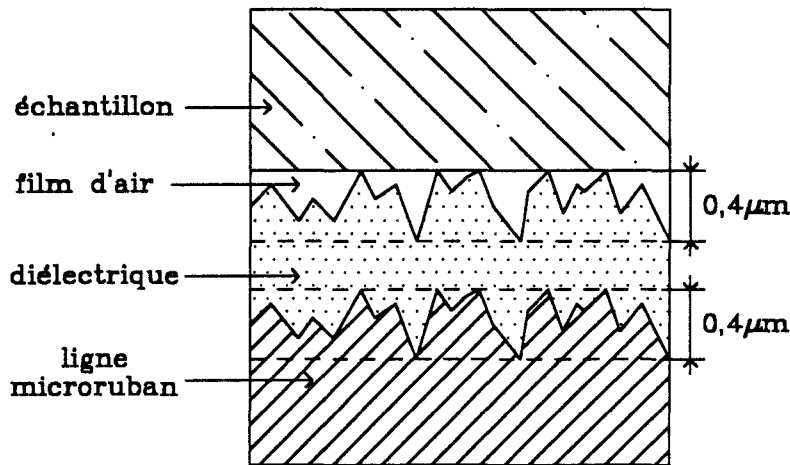


Fig. 8: Configuration réelle de la capacité de liaison en tenant compte de la rugosité de la métallisation des électrodes

On peut estimer la valeur de la capacité  $C_c$  du contact électrique en supposant l'isolant formé d'une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  d'épaisseur  $0,3\mu\text{m}$  et d'une couche d'air d'épaisseur  $0,4\mu\text{m}$ . On obtient:

$$\frac{C_{\text{éq}}}{C_c} = 9$$

où  $C_{\text{éq}}$  est la capacité calculée dans le paragraphe III.1.1.

Pratiquement, le rapport entre  $C_{\text{éq}}$  et la capacité mesurée est de l'ordre de 10, ce qui semble bien confirmer l'hypothèse d'un contact non uniforme.

Compte tenu de la valeur typique pour  $C_{12}$  et des valeurs maximales de la résistance d'échantillon qu'il est possible de mesurer avec notre dispositif (§IV.2.2), une fréquence  $F_{HF}$  de l'ordre de 5 MHz respecte (III, 4) et permet d'avoir des valeurs de tension  $V_s$  facilement mesurables.

### *Choix de la fréquence $F_{HF}$*

La fréquence de travail  $F_{HF}$  pour la détermination de la résistance  $R_{12}$  de l'échantillon doit être choisie de sorte que:

- $F_{HF}$  soit suffisamment grande pour que l'impédance des capacités de liaison constitue une faible perturbation devant la résistance présentée par l'échantillon:

$$F_{HF} \gg \frac{1}{2\pi R_{12} C_{12}} \quad (\text{III, 5})$$

- $F_{HF}$  soit suffisamment petite pour que l'échantillon puisse être traité comme un système à constantes localisées.

Les fréquences de la bande 1-2GHz répondent à ces exigences. Le choix d'une fréquence particulière n'est pas critique puisque la caractéristique de transmission de la cellule est plate dans cette bande. Pratiquement la fréquence adoptée est  $F_{HF}=1,3\text{GHz}$ .

## III.2. BANC DE MESURE

Le schéma synoptique du banc de mesure automatique réalisé est donné sur la figure 9. Il est utilisable par un personnel non nécessairement spécialisé. Il permet d'effectuer soit des caractérisations de routine sur des "wafers" classiques en sortie de EJM, soit des mesures sur des échantillons prototypes subissant des "process" technologiques particuliers. Il permet en outre d'opérer à champ magnétique ( $B \leq 1T$ ) et températures variables ( $90K < T < 300K$ ) pour des échantillons de taille réduite ( $S < 2 \times 2 \text{cm}^2$ ). Ce banc effectue les différentes tâches suivantes:

- mesure de tensions basse fréquence (5MHz) pour la détermination des capacités de contact
- mesure de tensions en hyperfréquence (1-2GHz) pour l'obtention du module du coefficient de transmission  $S_{21}$
- gestion des appareils de mesures et des commutateurs pour la sélection des configurations de mesures
- traitement des données.

Ce banc de mesure comporte en particulier les éléments suivants:

- le dispositif de mesure hyperfréquence décrit précédemment (§III.1)
- des commutateurs coaxiaux
- des générateurs B.F. et H.F.
- un voltmètre
- un calculateur
- un électroaimant.

Dans ce qui suit, nous donnons les caractéristiques essentielles des matériels mis en oeuvre.

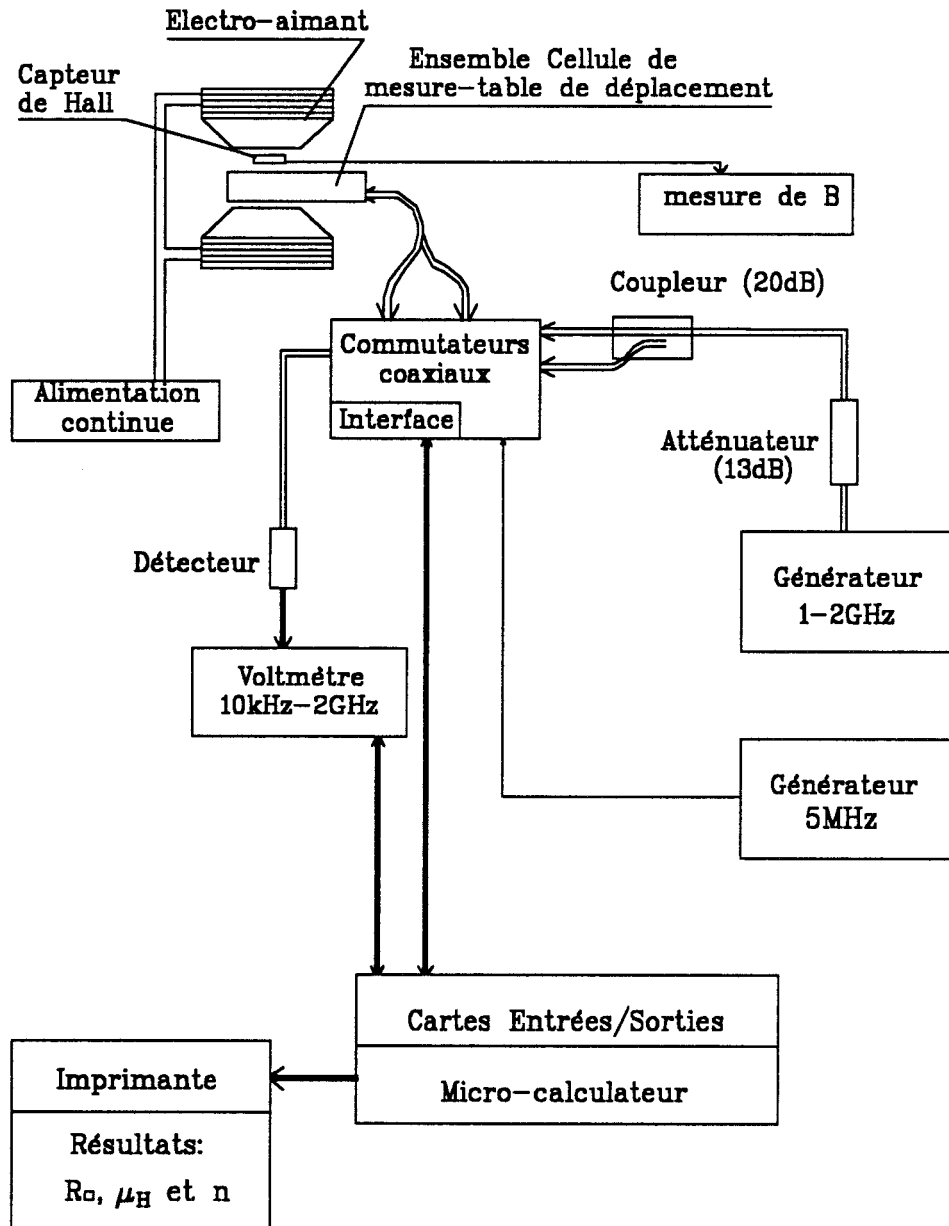


Fig. 9: Schéma synoptique du banc de mesure réalisé

### III.2.1. Commutateurs coaxiaux

La cellule de mesure est connectée, par l'intermédiaire de commutateurs coaxiaux, aux générateurs B.F. ou H.F. et au voltmètre.

Les caractéristiques des commutateurs coaxiaux choisis ("SWITCH, RF COAXIAL de NARDA") sont les suivantes:

- bande de fréquence: : DC-18 GHz
- pertes d'insertion: :  $\leq 0,2$  dB
- T.O.S. :  $\leq 1,2$
- isolation :  $\geq 80$  dB
- temps de commutation :  $\leq 15$  ms
- tension d'alimentation : 28 V

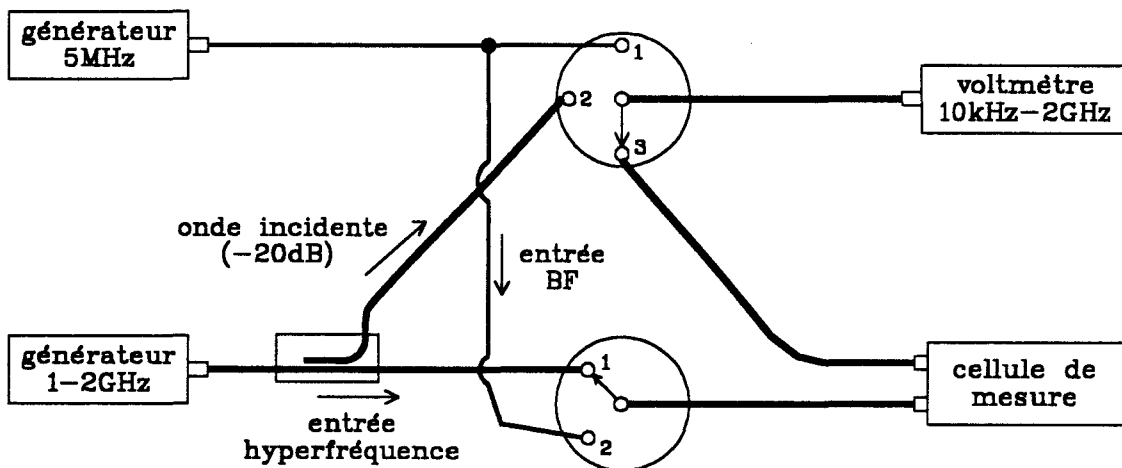


Fig. 10: Schéma de connexion des commutateurs coaxiaux



Le schéma de connexion des commutateurs est donné sur la figure 10. Ces commutateurs permettent de sélectionner les configurations de mesure soit:

- la configuration BF pour la détermination des capacités de liaison
- les deux configurations HF pour la mesure du coefficient de transmission  $S_{21}$ .

On note aussi dans ce schéma la présence d'un coupleur 20dB utilisé pour la mesure de l'onde incidente en hyperfréquence.

### III.2.2. Générateurs BF et HF

Dans le but de concevoir un banc à faible coût et compte tenu des performances demandées, il a paru avantageux de réaliser les générateurs au laboratoire.

- le générateur BF, fournit un signal de 1V efficace sur  $50\Omega$  à la fréquence de 5MHz.
- le générateur HF utilise un module oscillateur YIG (GIGA MODULE). Ce générateur délivre un signal de 20 dBm dont la fréquence est réglable entre 1 et 2GHz.

### III.2.3. Voltmètre

Le voltmètre numérique Racal Dana, utilisé possède les caractéristiques techniques suivantes:

- bande de fréquence 10 kHz à 2GHz
- précision sur la mesure de tensions: 2,5% pour les fréquences inférieures à 500 MHz et 5% au delà.
- mesures moyennées durant des intervalles de temps de durée programmable entre 0,1 et 100s.
- dialogue voltmètre-calculateur par l'intermédiaire d'un bus IEEE.

### **III.2.4. Calculateur**

Le banc de mesure décrit précédemment est piloté dans la version actuelle par un microcalculateur de type AT équipé de carte entrées/sorties.

Nous avons développé un logiciel écrit en langage TURBO BASIC qui permet:

- la commande des commutateurs coaxiaux selon la configuration de mesure
- le dialogue avec le voltmètre
- le traitement des mesures.

### **III.2.5. Electroaimant**

Le banc comporte actuellement un électroaimant dont le champ magnétique maximum disponible est de 1T pour un entrefer de 3cm. Un capteur de Hall fournit la valeur du champ magnétique lors de la mesure. L'alimentation peut facilement être pilotée par calculateur pour une automatisation totale du système.

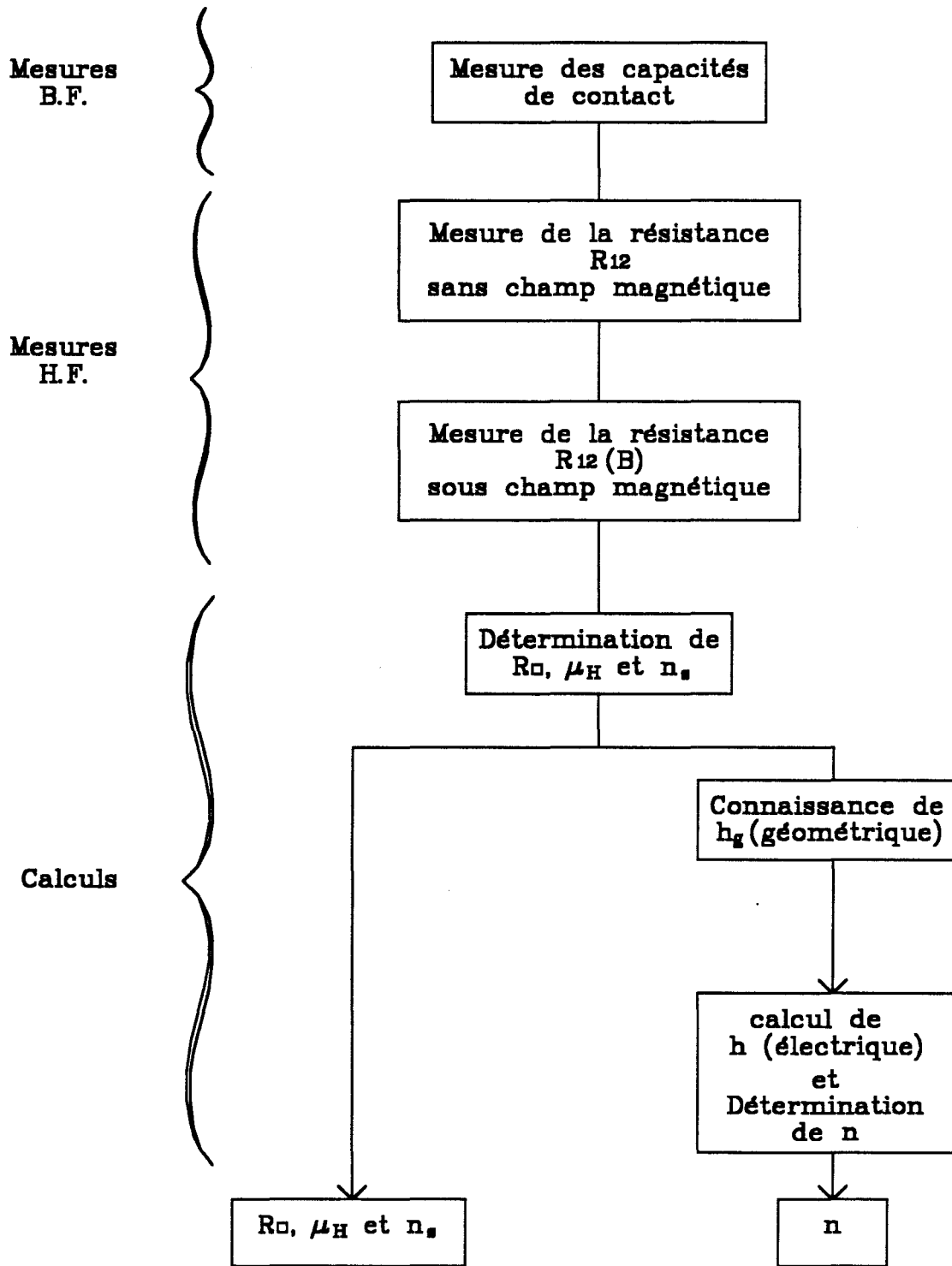


Fig. 11: Organigramme de traitement et de mesures

### III.3. MESURES ET TRAITEMENT DES DONNEES

L'organigramme donné sur la figure 11 représente de façon simplifiée le contenu du logiciel qui permet la gestion du banc de caractérisation. L'enchaînement des séquences du logiciel conduit à la détermination automatique de la résistance carrée ( $R_{\square}$ ) de l'échantillon, de la mobilité ( $\mu_H$ ) et de la densité ( $n$ ) des porteurs libres. Cet organigramme comporte trois étapes: une étape de mesure en BF (5 MHz) pour la détermination des capacités des contacts, une étape de mesure en HF (1,3 GHz) pour la détermination de  $R_{\square}$  et une étape de calcul pour la détermination des grandeurs  $R_{\square}$ ,  $\mu_H$  et  $n$ .

Nous allons, dans ce qui suit, décrire chacune des étapes.

#### III.3.1. Mesure des capacités de liaison

La première étape consiste à contrôler la qualité des liaisons électriques en déterminant la valeur de la capacité équivalente  $C_{12}$ . Cette détermination s'effectue à une fréquence  $F_{BF}$ :

$$F_{BF} \ll \frac{1}{2\pi R_{12} C_{12}} \quad (\text{III, 6})$$

Dans ces conditions, le schéma électrique équivalent dans la configuration de mesure, se simplifie comme indiqué sur la figure 12

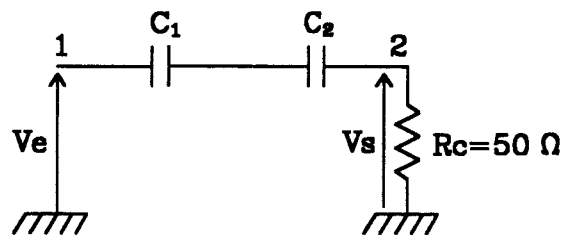


Fig. 12: Schéma électrique équivalent de la cellule en basse fréquence

L'expression de la capacité équivalente  $C_{12} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$  en fonction des tensions mesurées s'exprime alors facilement par la relation:

$$C_{12} = \frac{1}{\omega R_c} \frac{V_s}{(V_e^2 - V_s^2)^{1/2}} \quad (\text{III, 7})$$

Cette mesure peut éventuellement servir au calcul d'un terme correctif pour la détermination de  $R_{12}$ . Cette correction est seulement nécessaire dans le cas extrême où la valeur de  $R_{12}$  est du même ordre de grandeur que l'impédance des capacités de liaison en HF.

### III.3.2. Mesure de la résistance carrée $R_{\square}$

La deuxième étape consiste à déterminer la valeur de  $R_{\square}$  par l'intermédiaire de  $R_{12}$ . Cette mesure s'effectue à une fréquence  $F_{HF}$  telle que:

$$F_{HF} \gg \frac{1}{2\pi R_{12} C_{12}}. \quad (\text{III, 8})$$

Le schéma électrique équivalent dans la configuration de mesure HF est représenté sur la figure 13.

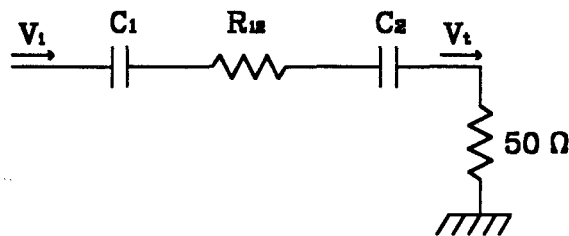


Fig. 13: Schéma électrique équivalent de la cellule pour la mesure de  $R_{12}$  en haute fréquence.

A partir de ce schéma on obtient la valeur de  $R_{12}$  en fonction du module de  $S_{21}$  soit:

$$R_{12} = 2R_c \left( \sqrt{\left( \frac{1}{|S_{21}|^2} - \xi \right)} - 1 \right) \quad (\text{III, 9})$$

avec:

$$\xi = \frac{1}{(2\omega C_{12} R_c)^2}, \quad \text{et } C_{12} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

où  $\xi$  est une correction qui intervient uniquement dans le cas où  $R_{12}$  est du même ordre de grandeur que  $\frac{1}{\omega C_{12}}$ .

Par ailleurs pour accéder à la résistance carrée de l'échantillon, on introduit un coefficient d'appareil  $K$  qui dépend de la géométrie échantillon-électrodes:

$$R_{\square} = K.R_{12} \quad (\text{III, 10})$$

Une étude expérimentale effectuée sur un grand nombre d'échantillons standards, a conduit à la valeur de ce coefficient (voir figure 14):

$$K = 1,3 \pm 0,1.$$

La valeur de ce coefficient est différente de celle déterminée par simulation numérique et qui est voisine de 1,69 (voir § II.3.3.3). Ce désaccord entre expérience et simulation paraît lié essentiellement à deux causes. Il peut être lié à l'application imparfaite des électrodes sur l'échantillon à cause de leur rugosité. Il peut aussi provenir de l'utilisation d'un modèle bidimensionnel dans la simulation numérique, alors qu'en pratique l'injection de courant au niveau des électrodes est de caractère tridimensionnel.

Pratiquement, le logiciel utilise la valeur expérimentale  $K=1,3$ . Il faut préciser que cette valeur est obtenue à l'aide d'un étalonnage effectué une fois pour toutes.

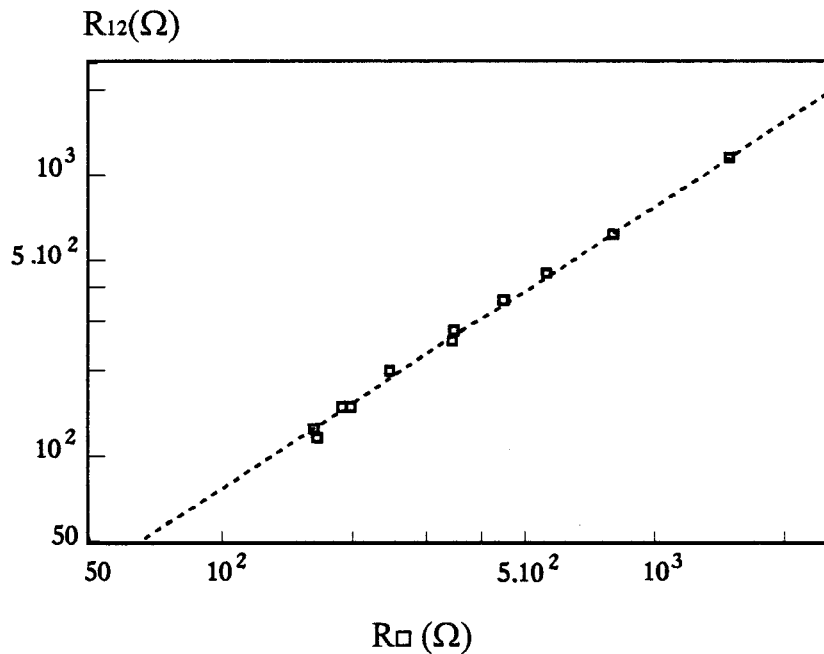


Fig. 14: Evolution expérimentale de  $R_{12}$  en fonction de  $R_{\square}$

### III.3.3. Exploitation des mesures d'effet de magnétorésistance

La troisième étape de l'organigramme présenté sur la figure 11, concerne la détermination par calcul de la mobilité et de la densité des porteurs libres.

#### a) Détermination de $\mu_H$

Rappelons que cette détermination s'effectue en exploitant les mesures de magnétorésistance et qu'aucun coefficient correctif n'est nécessaire pour des échantillons de dimensions supérieures à  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ . Dans ces conditions:

$$\mu_H = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{R_{12}(B) - R_{12}(0)}{R_{12}(0)}} \quad (\text{III, 11})$$

où  $R_{12}(B)$  et  $R_{12}(0)$  correspondent à la valeur de  $R_{12}$  en présence et en absence de champ magnétique  $\vec{B}$ , respectivement.

Pour des échantillons de taille réduite, il est nécessaire d'introduire un coefficient  $C_M$  :

$$\mu_H = \frac{C_M}{B} \sqrt{\frac{R_{12}(B) - R_{12}(0)}{R_{12}(0)}} \quad (\text{III, 12})$$

Ce Coefficient correctif à été calculé par simulation numérique pour un échantillon carré de côté  $d$ . La figure 15 montre l'évolution de  $C_M$  en fonction du rapport  $d/e$  où  $e$  représente la distance inter-électrodes. On note que pour  $d/e > 10$  la correction devient pratiquement inutile et la relation (III, 11) est alors applicable. Cette situation est celle rencontrée le plus souvent en pratique.

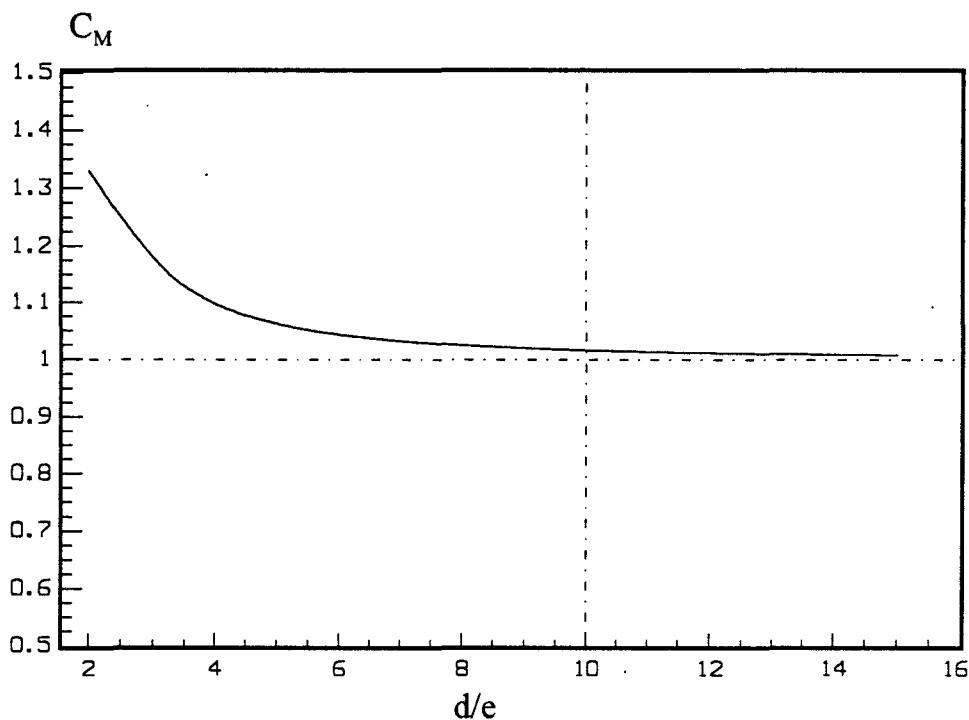


Fig. 15: Evolution du coefficient de correction  $C_M$  en fonction de  $d/e$ , où  $d$  est le côté d'un échantillon carré et  $e$  la distance entre les électrodes



### b) Détermination de $n_s$ et $n$

La connaissance de la résistance carrée ( $R\Box$ ) et de la mobilité  $\mu_H$ , déterminées préalablement, nous permet d'accéder directement à la densité surfacique des porteurs libres en utilisant la relation suivante:

$$n_s = \frac{1}{q\mu_H R\Box} \quad (\text{III, 13})$$

La détermination de la densité volumique des porteurs libres nécessite la connaissance de l'épaisseur électrique ( $h$ ) de la couche épitaxiée. Si  $h_g$  est l'épaisseur géométrique de la couche, l'épaisseur  $h$  s'écrit:

$$h = h_g - (h_s + h_i). \quad (\text{III, 14})$$

où  $h_s$  et  $h_i$  représentent les épaisseurs des zones désertées de la couche active résultant des potentiels de surface et d'interface respectivement.

L'évaluation de ces potentiels de surface est en général délicate. En effet ces derniers sont sensibles à l'action des différents traitements technologiques subis par l'échantillon. Toutefois dans le cas d'échantillons GaAs épitaxiés N,  $h_s$  peut être évaluée [3] à partir de la relation (III, 3) qui s'écrit:

$$h_s = \left[ \frac{2\epsilon_0\epsilon_s}{nq} \left( \phi_B - \frac{kT}{q} \left( 1 + \text{Ln} \frac{Nc}{n} \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

De même l'épaisseur  $h_i$  peut être évaluée, dans le cas de taux de dopage inférieurs à  $10^{16}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) par la relation:

$$h_i = \left[ \frac{2\epsilon_0\epsilon_s}{nq} \left( \frac{E_c - E_T}{q} - \frac{kT}{q} \left( 1 + \text{Ln} \frac{Nc}{n} \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III, 15})$$

où  $(E_c - E_T)$  représente la différence de niveau d'énergie entre les pièges du S.I. et le bas de la bande de conduction de la couche active. Dans le cas d'un substrat S.I. compensé chrome,  $E_c - E_T = 0,75\text{eV}$ .

Lorsque le taux de dopage est supérieur à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui est le cas des couches actives des transistors à effet de champ élaborées sur substrat S.I., l'épaisseur de la zone désertée correspond à la longueur de Debye [3]:

$$\lambda_D = \left[ \frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{q^2 n} \right]. \quad (\text{III, 16})$$

L'épaisseur électrique  $h$  est calculée par itération, en prenant  $h_g$  comme valeur initiale.

On obtient alors la densité des porteurs libres en utilisant la relation suivante:

$$n = \frac{1}{q\mu_H R_{\square} h}. \quad (\text{III, 17})$$

## CONCLUSION

La cellule hyperfréquence réalisée permet d'effectuer des mesures de résistance d'échantillons semiconducteurs à l'aide de contacts non destructifs quasi-parfaits. En effet, l'impédance des capacités de liaison reste négligeable en général, devant la résistance de l'échantillon. La fréquence de travail n'est pas critique puisque la transmission est pratiquement constante dans la bande 1-2GHz.

On peut signaler la simplicité à la fois des mesures et du traitement des données. Ceci est lié au fait que l'on exploite le module du coefficient de transmission et que l'on travaille en constantes localisées. Par ailleurs, le traitement des mesures ne nécessite qu'un seul coefficient d'appareil déterminé, une fois pour toutes, au cours d'un étalonnage préliminaire.

L'automatisation du banc rend son utilisation très facile. De plus les résultats de mesure sont obtenus rapidement puisque la durée d'un cycle de caractérisation ( $R_{\square}$ ,  $\mu_H$  et  $n$ ) est d'environ une minute.

Cet ensemble de caractéristiques fait de ce banc un dispositif de mesure simple et de faible coût.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] : C. Druon, P. Tabourier, N. Bourzgui and J. M. Wacrenier.  
Rev. Sci. Instrum. 61 (11), p. 3431-3434, November 1990
- [2] : A. Vapaille et R. Castagné  
"Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs"  
Editions Dunod, 1987
- [3] : A. Chandra, C. E. C. Wood, D. W. Woodard and L. F. Eastman.  
Solid-State Electronics Vol. 22, p. 645-650, 1979
- [4] : D. C. Look.  
J. Electrochem. Soc., Vol. 137, No. 1, p. 260-266, January 1990
- [5] : T. C. Edwards  
"Conception des circuits microondes"  
Editions Masson

# *CHAPITRE IV*

## CHAPITRE IV

### RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre, nous présentons un premier ensemble de résultats expérimentaux destiné à montrer les possibilités d'application du système de mesure réalisé. La méthode exposée précédemment s'applique à tout échantillon épitaxié sur substrat semi-isolant, en l'occurrence ici sur substrat GaAs S.I.

Nous étudions tout d'abord la reproductibilité des grandeurs  $R_{\square}$ ,  $\mu_H$  et  $n$  par notre système et précisons les gammes de mesures. Nous présentons ensuite les résultats de caractérisation obtenus sur des échantillons typiques constitués par une seule couche active, soit superficielle, soit enterrée. D'autres résultats sont relatifs à des hétéroépitaxies destinées à la réalisation de transistors FET ou TEGFET. Dans la plupart des cas nos résultats sont comparés à ceux donnés par la méthode standard du trèfle de van der PAUW qui constitue la mesure de référence. Nous donnons aussi quelques exemples de cartographies électriques sur "wafer" 2in. et nous montrons la possibilité d'effectuer des caractérisations à température variable.

Mesure n°	$R_{\square}$ ( $\Omega$ )	$\mu_H$ ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	$n$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
1	153	2715	$1,17 \cdot 10^{18}$
2	157	2766	$1,12 \cdot 10^{18}$
3	158	2730	$1,13 \cdot 10^{18}$
4	153	2764	$1,15 \cdot 10^{18}$
5	154	2658	$1,18 \cdot 10^{18}$
6	157	2777	$1,11 \cdot 10^{18}$
7	158	2724	$1,13 \cdot 10^{18}$
8	153	2784	$1,14 \cdot 10^{18}$
9	154	2727	$1,16 \cdot 10^{18}$
10	154	2699	$1,17 \cdot 10^{18}$
moyenne	155,1	2734	$1,146 \cdot 10^{18}$
écart max. (%)	1,9	1,8	3,1
écart type (%)	1,3	1,35	1,96

Tableau IV.1: Reproductibilité de mesure à 300K  
échantillon n° 911023

Mesure n°	$R_{\square}$ ( $\Omega$ )	$\mu_H$ ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	$n$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
1	1578	7277	$5,17 \cdot 10^{15}$
2	1588	7100	$5,24 \cdot 10^{15}$
3	1602	7285	$5,11 \cdot 10^{15}$
4	1599	7225	$5,15 \cdot 10^{15}$
5	1593	7200	$5,17 \cdot 10^{15}$
6	1528	7301	$5,28 \cdot 10^{15}$
7	1596	7339	$5,10 \cdot 10^{15}$
8	1585	7433	$5,07 \cdot 10^{15}$
9	1578	7410	$5,10 \cdot 10^{15}$
10	1538	7243	$5,29 \cdot 10^{15}$
moyenne	1578,5	7281	$5,17 \cdot 10^{15}$
écart max. (%)	3,2	2,5	1,9
écart type (%)	1,53	1,28	1,44

Tableau IV.2: Reproductibilité de mesure à 300K  
échantillon n° 910512

## V.1. MESURES ET CONTROLES PRELIMINAIRES

### IV.1.1. Reproductibilité des déterminations pour $R_{\square}$ , $\mu_H$ et $n$

Les tableaux IV.1 et IV.2 correspondent à une étude de reproductibilité pour deux échantillons de résistance carré très différente. Dans chaque cas, l'échantillon est retiré de la cellule entre deux mesures consécutives. Cette étude montre que l'écart maximum relevé est 3,2% ce qui correspond à une reproductibilité classique comme celle de la méthode du trèfle de van der PAUW.

### IV.1.2. Contrôle de l'état de surface du "wafer" après caractérisation

L'état de surface de l'échantillon avant et après caractérisation a été contrôlé au microscope à lumière polarisée. Cet examen ne révèle aucune détérioration de la surface après application des électrodes sur l'échantillon. Le principe de mesure adopté répond donc au cahier des charges fixé.

## IV.2. DOMAINES D'UTILISATION ET GAMMES DE MESURES

### IV.2.1. Domaines d'utilisation

Les couches actives GaAs dopées N typiquement fabriquées par épitaxie ont les caractéristiques suivantes:

$$0,1\mu\text{m} < h < 10\mu\text{m} \quad (\text{h: épaisseur électrique de la couche active})$$

$$5.10^{15} \text{ cm}^{-3} < n < 5.10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{n: densité volumique de porteurs libres})$$

ce qui correspond, pour le produit  $\mu.n$  à la température ambiante aux valeurs extrêmes [1]:

$$\mu.n_{\min} \approx 8.10^{17} \text{ (cm.V.s)}^{-1}$$

$$\mu.n_{\max} \approx 1,2.10^{22} \text{ (cm.V.s)}^{-1}$$



Ces valeurs délimitent un domaine de valeurs expérimentales possibles pour  $R_{\square}$  comme représenté sur la figure 1.

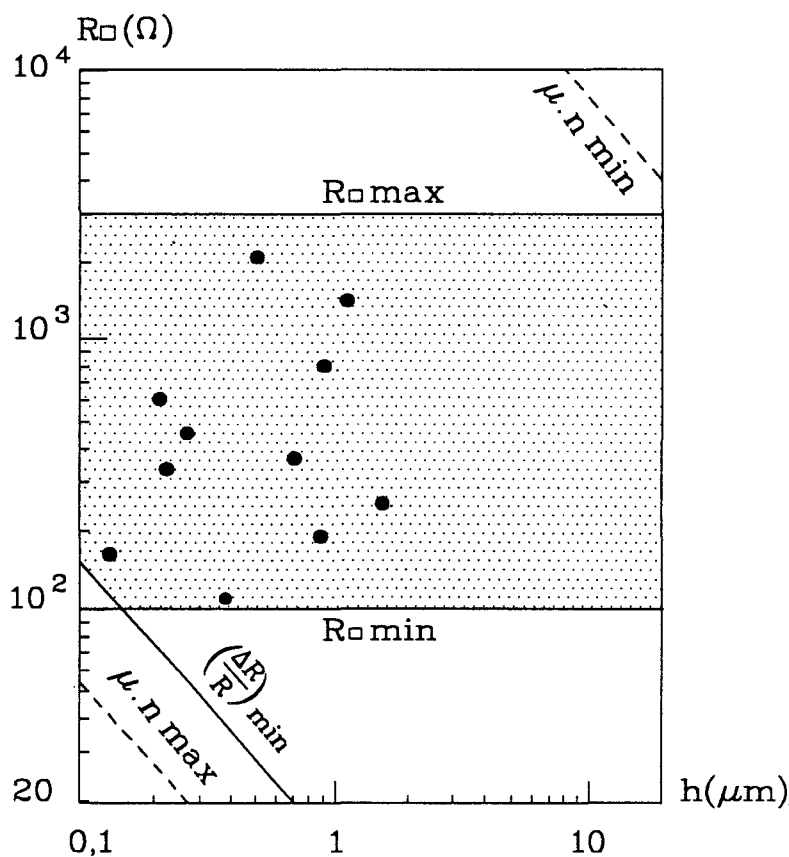


Fig.1: Diagramme indiquant la zone accessible aux mesures

- : points expérimentaux
- ▨ : domaine accessible aux mesures

Sur cette figure nous avons représenté (zone grisée) la zone accessible aux mesures par effet de magnétorésistance. Les frontières sont fixées par les droites appelées  $R_{\square_{max}}$ ,  $R_{\square_{min}}$  et  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{min}$ .

La droite  $R_{\square_{max}}$  correspond à la résistance  $R_{12}$  maximale mesurable. Cette limite supérieure est fixée par l'atténuation maximale mesurable par le système de mesure hyperfréquence.

La droite  $R_{\square_{\min}}$  correspond à la résistance minimale mesurable. Cette limite inférieure est conditionnée par l'impédance des capacités de liaison. En effet si leur rôle devient prépondérant devant  $R_{12}$ , la précision sur la détermination de  $R_{\square}$  est alors médiocre.

La droite  $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\min}$  constitue une frontière pour les mesures de magnétorésistance. Cette limite est fixée par la variation relative minimale de la résistance lorsqu'on applique un champ magnétique. Compte tenu des incertitudes de mesure, la variation minimale mesurable pour  $\frac{\Delta R}{R}$  est fixée à 5%. Dans ces conditions, pour une valeur de  $B=1T$ , la mobilité minimale mesurable par effet de magnétorésistance est voisine de  $2200 \text{ cm}^2/V.s$ .

Sur ce diagramme figure également un ensemble de points de mesure correspondant à la prospection du domaine d'accessibilité expérimental par magnétorésistance.

#### IV.2.2. Gammes de mesures et précisions

Compte tenu des limitations pour  $R_{\square}$  et  $\mu_H$  exposées précédemment, on peut fixer les gammes de mesures pour notre procédé de caractérisation comme suit:

$$100\Omega < R_{\square} < 3000\Omega$$

$$2200 \text{ cm}^2/V.s < \mu_H$$

$$10^{15} \text{ cm}^{-3} < n < 3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

Ces gammes de mesures correspondent bien aux situations rencontrées en pratique au laboratoire et dans l'industrie.

La détermination de la précision des mesures effectuées requiert, en principe, l'utilisation d'échantillons étalons. De tels échantillons n'existent pas à notre connaissance. On dispose uniquement d'échantillons caractérisés par la méthode de van der PAUW qui tient lieu habituellement de référence. Dans ces conditions, on peut seulement comparer nos déterminations à celles données par cette méthode (voir §IV.3.1). Les écarts relatifs entre les résultats fournis par les deux méthodes sont de:

- 10% pour  $R_{\square}$
- 10% pour  $\mu_H$
- 15% pour  $n$ .

### **IV.3. RESULTATS TYPIQUES OBTENUS SUR DES "WAFERS" GaAs 2in.**

#### **IV.3.1. Comparaison des résultats avec la méthode de van der PAUW**

Nous avons comparé nos résultats à ceux fournis par la méthode du trèfle de van der PAUW. Les résultats sont indiqués sur la figure 2 pour un ensemble de 12 échantillons. Cet ensemble comporte des structures GaAs à couche active superficielle ou enterrée et des hétérostructures pour transistors TEGFET dans lesquelles la couche active est constituée par le gaz électronique bidimensionnel.

On constate un accord satisfaisant pour des mesures de routine puisque les écarts sont inférieurs à 15%.

#### **IV.3.2. Présentation des résultats sous la forme d'une courbe $\mu_H=f(n)$**

Pour compléter l'étude précédente concernant les structures GaAs superficielles ou enterrées, nous présentons sur la figure 3 les résultats sous la forme d'une courbe  $\mu_H=f(n)$ . Ces échantillons ont été fabriqués par EJM au laboratoire.

On constate que, compte tenu des incertitudes de mesure, les résultats obtenus se situent sur la courbe de référence proposée par S. M. SZE [1,2]. Les mesures correspondant aux mobilités inférieures à 2000 cm<sup>2</sup>/V.s sont données à titre indicatif sur cette figure.

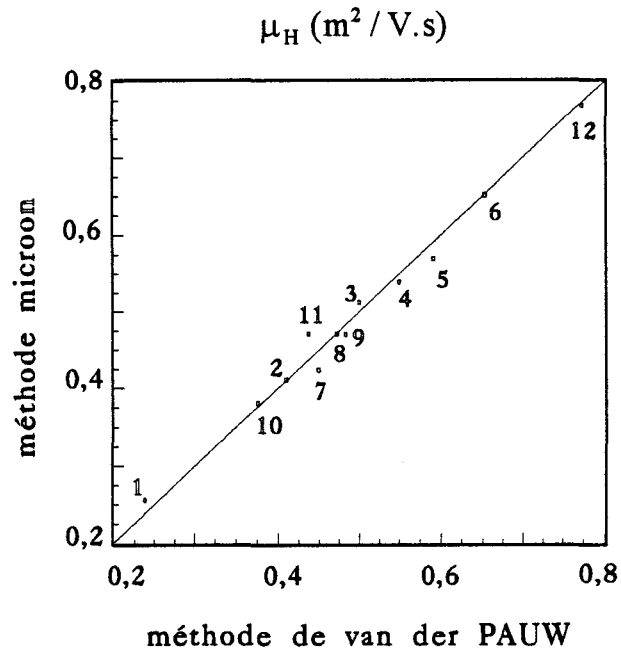


Fig.2. A

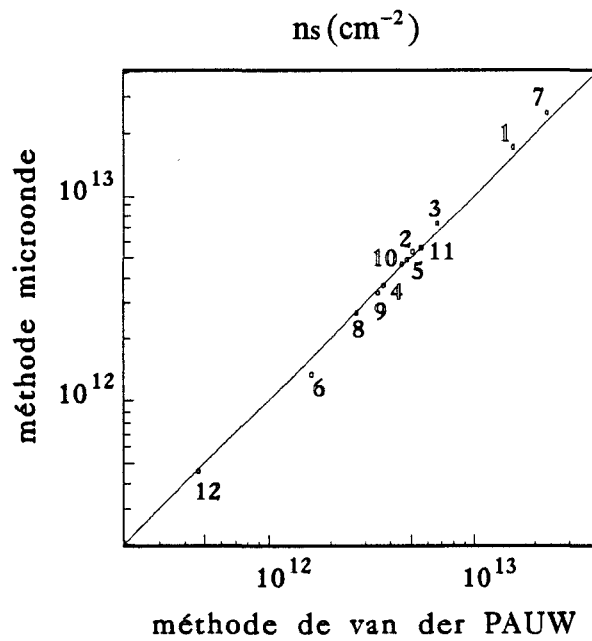


Fig. 2. B

Fig.2: Comparaison entre les mesures de  $\mu_H$  et  $n_s$  obtenues par notre dispositif et la technique de van der PAUW

1-6 : couches superficielles

7-9 : couches enterrées

10-12 : structures pour TEGFET

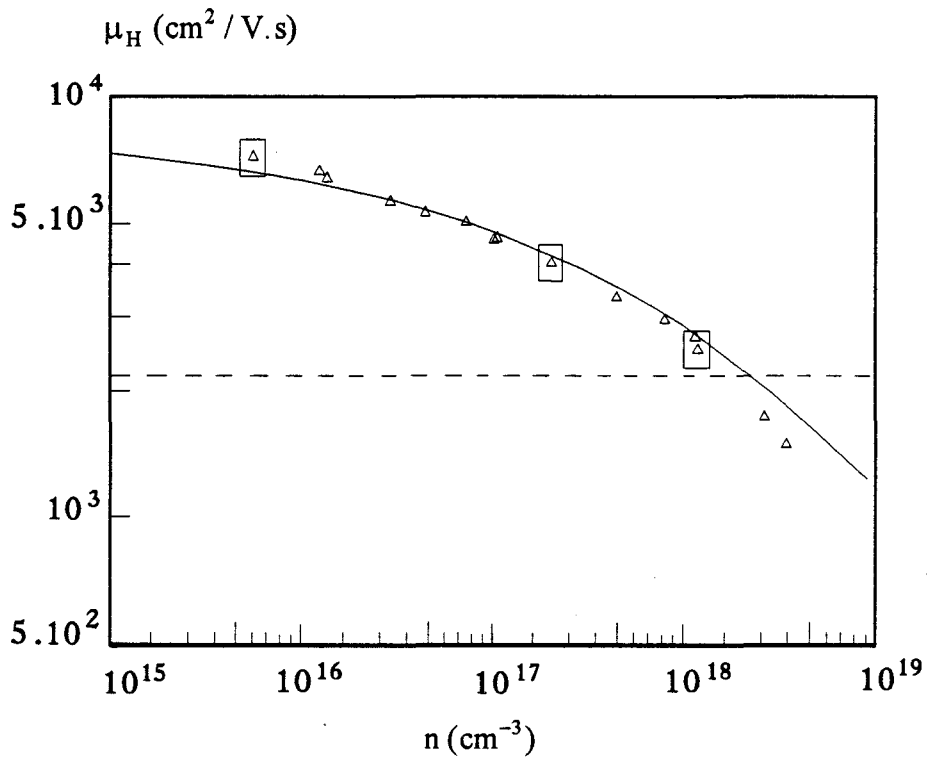


Fig. 3: Evolution de la mobilité en fonction de la concentration des porteurs libres dans le GaAs à 300K.

$\Delta$  : points expérimentaux

$\square$  : rectangle d'erreur

(----) : limite inférieure de la gamme de mesure pour la mobilité

(—) : courbe de référence [1,2]

### IV.3.3. Cartographies de "wafer" GaAs 2in.

Nous proposons ci-dessous deux exemples de cartographies en  $\mu_H$  et  $n$  pour deux "wafers" de taille 2in. D'après l'étude faite au chapitre II (§ II.3.3.5), nous avons montré que la zone d'auscultation  $A_t$  est de l'ordre de  $9e^2$  ( $e$ : distance interélectrodes=1,8mm). Dans ce cas,  $A_t$  est de l'ordre de 5,4x5,4mm. En pratique on considère une zone de 5x5mm<sup>2</sup>.

Compte tenu de cette résolution, la cartographie comporte 37 points de mesures et elle est effectuée en une heure environ.

#### a) Cartographie d'une couche épitaxiée superficielle

La structure du "wafer" est montrée sur la figure 4. Cette structure est formée d'une couche épitaxiée de 1,1 $\mu$ m d'épaisseur, dopée à  $7.10^{16}$  cm<sup>-3</sup> et d'une couche non intentionnellement dopée (N.I.D.) sur substrat GaAs.

La figure 5 montre les différentes zones testées du "wafer". Sur ces zones nous avons reporté en pourcentage l'écart par rapport à la valeur moyenne pour  $\mu_H$  et  $n$ .

On constate que l'écart maximum est de 4,3% pour  $\mu_H$  et de 2,9% pour  $n$ .

#### b) Cartographie d'une couche épitaxiée enterrée

La structure du wafer, représentée sur la figure 6, est constituée d'une couche épitaxiée d'épaisseur 0,3 $\mu$ m et dopé à  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>. Cette couche est enterrée entre deux couches N.I.D. La figure 7 donne en pourcentage les écarts pour  $\mu_H$  et  $n$  par rapport à leur valeur moyenne. Les écarts maximum sont 2,7% pour  $\mu_H$  et 2,8% pour  $n$ .

Compte tenu des incertitudes de mesure sur  $\mu_H$  et  $n$ , on constate que dans les deux cas, la dispersion des résultats est liée plutôt à la précision qu'à une inhomogénéité de l'échantillon. Ceci correspond bien aux spécifications EJM du laboratoire.

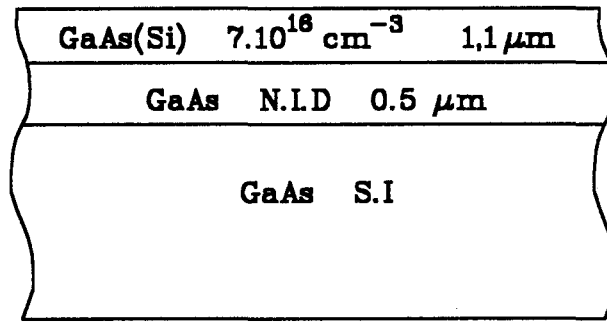
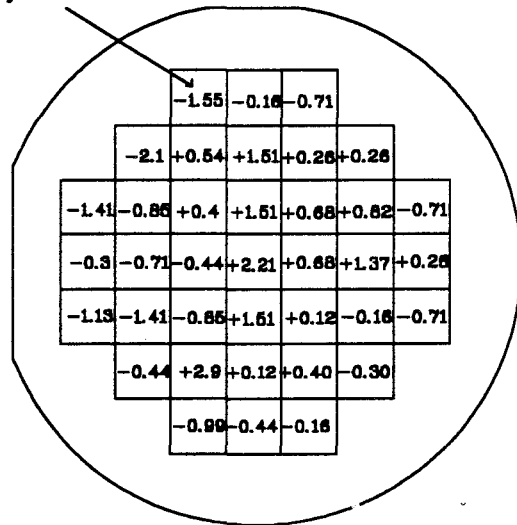
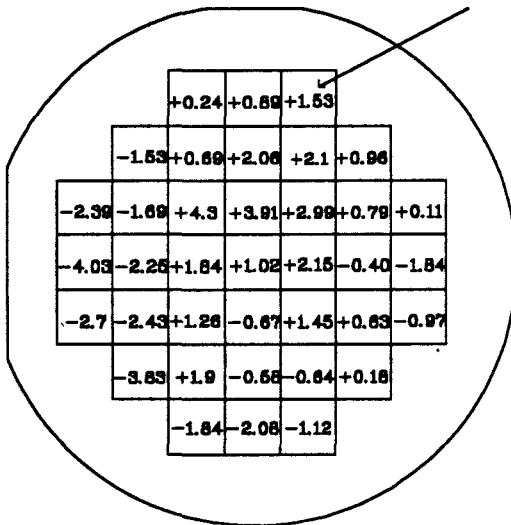


Fig. 4: Structure du "wafer" 911024-IEMN

Cartographie en  $\mu_H$

Cartographie en n

écarts relatifs en %  
par rapport à  
la valeur moyenne



$\mu_{H\text{moy}} = 5127 \text{ cm}^2/\text{V.s}$

$n_{\text{moy}} = 7,19 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Fig. 5: Cartographies en  $\mu_H$  et n sur la structure de la fig. 4

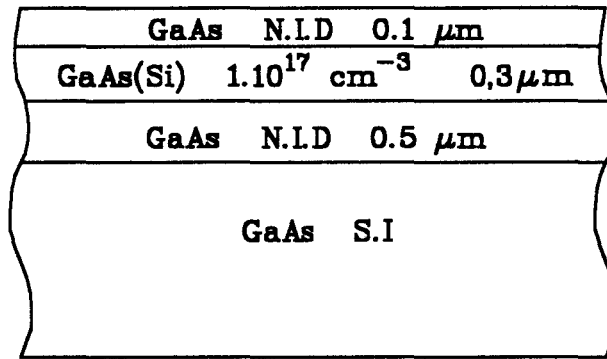


Fig. 6 : Structure du "wafer" 911002-IEMN

Cartographie en  $\mu_H$

Cartographie en n

écarts relatifs en %  
par rapport à  
la valeur moyenne

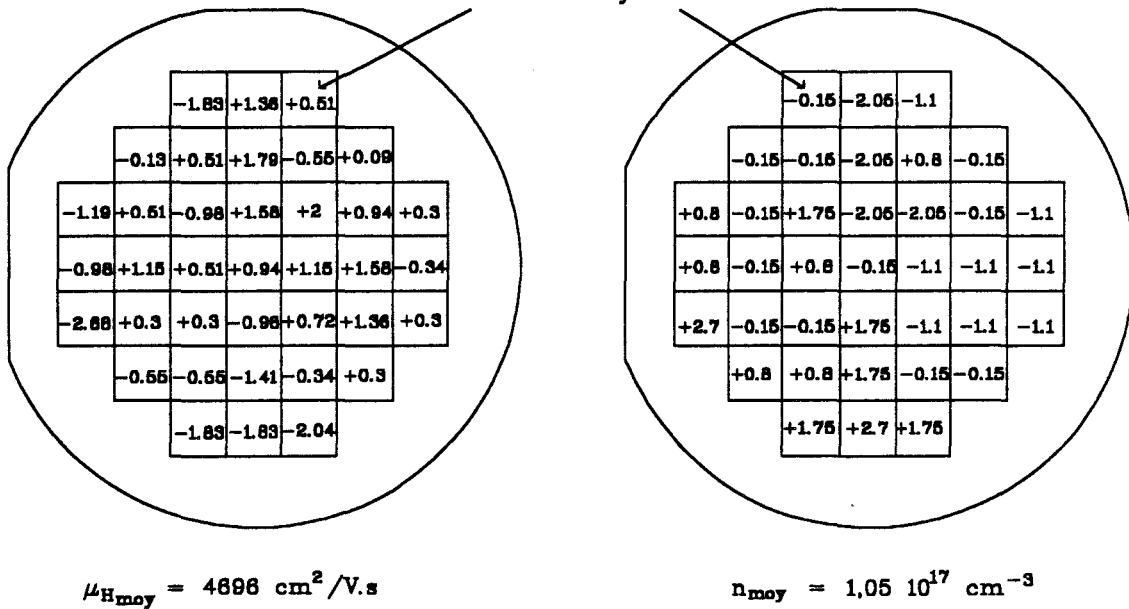


Fig. 7: Cartographies en  $\mu_H$  et n sur la structure de la fig. 6



## IV.4. RESULTATS OBTENUS SUR DES STRUCTURES POUR TRANSISTORS

### IV.4.1. Structure pour FET

La structure l'échantillon, représentée sur la figure 8, montre une couche active enterrée sous deux couches isolantes.

On obtient les résultats suivants:

$$\mu_H = 4790 \text{ cm}^2/\text{V.s}$$

$$R_{\square} = 990 \Omega$$

$$n_s = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

La valeur obtenue pour la mobilité est en accord avec celle fournie par la courbe de référence [1,2] compte tenu de la densité de dopage annoncée ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ).

La pente des transistors réalisés sur cette plaquette que nous avons préalablement caractérisée, est de : 3,7 mA/V. cette valeur est classique pour un transistor fabriqué à partir de ce type de structure.

GaAs(B.T.)	N.I.D.	0,08 $\mu\text{m}$
AlAs		0,02 $\mu\text{m}$
GaAs(Si)	$1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	0,25 $\mu\text{m}$
GaAs	N.I.D.	0,5 $\mu\text{m}$
GaAs S.I.		

Fig. 8: Structure de l'échantillon 921215-IEMN



#### IV.4.2. Structures pour TEGFET

Des caractérisations électriques ont été faites sur différents échantillons fabriqués pour la réalisation de transistors du type TEGFET. La figure 9 montre les structures de ces échantillons notés A, B, C et D. L'échantillon A a été élaboré au laboratoire, les autres échantillons proviennent de la société Picogiga. Les caractéristiques électriques mesurées pour ces échantillons sont reportées sur le tableau IV.3.

Il faut noter que dans le cas des structures comportant plusieurs couches actives, le procédé actuel ne fournit qu'un résultat global concernant  $R_{\square}$  et  $\mu_H$ . On peut constater que les valeurs obtenues correspondent à celles fournies au laboratoire par la méthode de van der PAUW ou données directement par le fabricant.

Référence de l'échantillon	$R_{\square}$ ( $\Omega$ )	$\mu_H$ ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	Remarques
A (911119-IEMN)	270	5700	mesure par la méthode de van der PAUW $\mu_H=5300 \text{ cm}^2/\text{V.s}$
B (1305.4-Picogiga)	242	11500	$R_{\square}=230 \Omega$ donnée par le fabricant
C (C3456-Picogiga)	1800	7690	mesure par la méthode de van der PAUW $\mu_H=7730 \text{ cm}^2/\text{V.s}$
D (9616-Picogiga)	1260	4450	$\mu_H=4500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ donnée par le fabricant

Tableau IV.3: Résultats obtenus sur des hétérostructures

5x {	GaInAs(Si) $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $0,03 \mu\text{m}$	
	AlInAs N.I.D. $0,02 \mu\text{m}$	
	AlInAs(Si) $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $0,02 \mu\text{m}$	
	AlInAs N.I.D. $0,002 \mu\text{m}$	
	GaInAs(27%) N.I.D. $0,3 \mu\text{m}$	
	GaInAs(30%) N.I.D. $0,02 \mu\text{m}$	
	GaAs N.I.D. $0,002 \mu\text{m}$	
	GaInAs(27%) N.I.D. $0,25 \mu\text{m}$	
	GaInAs(15 → 27%) N.I.D. $0,1 \mu\text{m}$	
	GaInAs(15%) N.I.D. $0,45 \mu\text{m}$	
	GaAs N.I.D. $0,05 \mu\text{m}$	
	GaAs S.I.	

*Echantillon A (911119-IEMN)*

GaInAs N.I.D. $0,005 \mu\text{m}$	
AlInAs N.I.D. $0,022 \mu\text{m}$	
AlInAs(Si) $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $0,011 \mu\text{m}$	
AlInAs N.I.D. $0,0035 \mu\text{m}$	
GaInAs N.I.D. $0,06 \mu\text{m}$	
AlInAs N.I.D. $0,15 \mu\text{m}$	
InP S.I.	

*Echantillon B (1305.4-Picogiga)*

GaAs N.I.D. $0,05 \mu\text{m}$	
GaAlAs(Si) $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $0,4 \mu\text{m}$	
GaAlAs N.I.D. $0,08 \mu\text{m}$	
GaAs N.I.D.	
GaAs S.I.	

*Echantillon C (9616-Picogiga)*

GaAs N.I.D. $0,005 \mu\text{m}$	
GaAlAs(Si) $1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $0,03 \mu\text{m}$	
GaAlAs(Si) $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $0,04 \mu\text{m}$	
GaAlAs N.I.D. $5 \text{ \AA}$	
GaAs N.I.D. $0,05 \mu\text{m}$	
GaAlAs N.I.D. $0,05 \mu\text{m}$	
GaAs S.I.	

*Echantillon D (C3456-Picogiga)*

*Fig. 9: Structures des hétéroépitaxies (A, B, C et D)*

**- Echantillon A:**

C'est une structure de type métamorphique [3]. La valeur de la mobilité obtenue est supérieure à celle des porteurs dans les matériaux GaInAs et AlInAs dopés à  $2.10^{18}\text{cm}^{-3}$ . Elle est attribuable à celle du gaz bidimensionnel d'électrons dans la couche GaInAs non dopée, ce qui est confirmé par une mobilité de  $29000\text{ cm}^2/\text{V.s}$  mesurée par ailleurs à 77K.

**- Echantillon B**

Il s'agit d'une structure TEGFET AlInAs/GaInAs/InP. Ces matériaux présentent de meilleures propriétés de transport que GaAlAs et GaAs.

La valeur de la mobilité mesurée pour cet échantillon est importante ( $11500\text{cm}^2/\text{V.s}$ ). Ceci semble indiquer que la contribution de la couche AlInAs supérieure reste très faible, du fait de la désertion quasi-totale de celle-ci. De plus cette couche présente une mobilité faible ce qui rend sa contribution négligeable.

**- Echantillons C et D**

La structure C est de type HEMT. La haute mobilité mesurée correspond à celle du gaz bidimensionnel d'électrons dans le canal.

La structure D est aussi de type HEMT. Sa plus faible valeur de mobilité s'explique par la contribution des deux couches GaAlAs dopées.

**IV.5. PREMIERS RESULTATS DE CARACTERISATION EN  
BASSE TEMPERATURE**

L'évolution de la mobilité des porteurs libres en fonction de la température est radicalement différente dans le cas d'un gaz bidimensionnel d'électrons ou d'une couche dopée. Cette propriété peut être mise à profit dans notre cas, pour tenter de séparer les contributions des différentes couches actives d'une structure du type TEGFET. Nous avons donc cherché à effectuer des mesures à température variable et

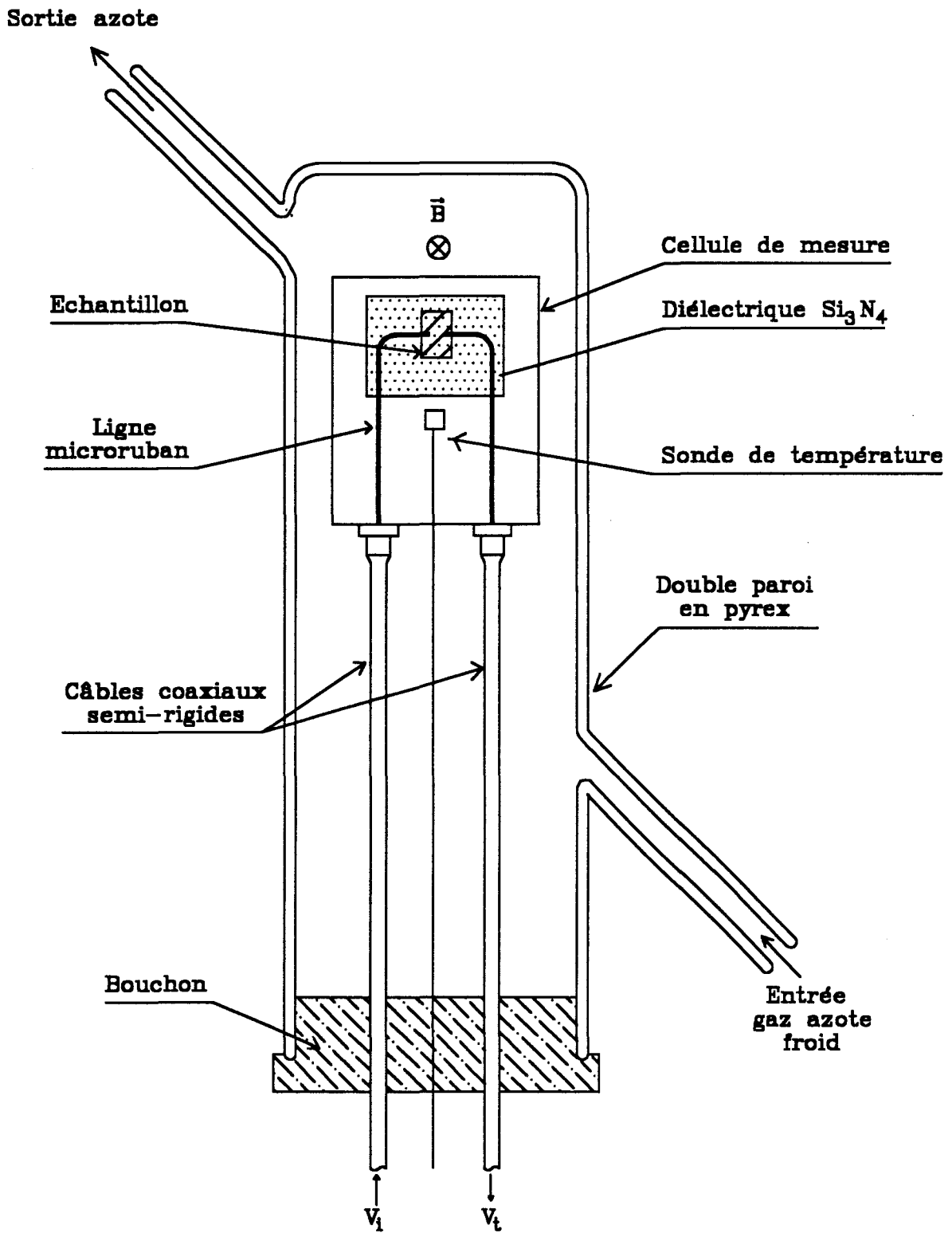


Fig. 10: Système de mesure en basse température

en particulier à basse température. Nous proposons ci-après un prototype expérimental permettant ce genre de caractérisation.

#### IV.5.1. Système de mesure prototype

La figure 10 montre le dispositif réalisé. Sa structure est celle d'un vase Dewar en pyrex. La contrainte d'encombrement fixée par la distance entre pièces polaires de l'électroaimant impose l'utilisation, pour le moment, d'une cellule hyperfréquence de taille réduite.

Nous avons réalisé une telle cellule qui permet de caractériser des échantillons de la taille d'un quart de "wafer". En configuration de mesure, la cellule se trouve dans une circulation de gaz d'azote froid. La température est mesurée à l'aide d'une sonde résistive placée dans le boîtier de cellule.

Ce système permet, actuellement, des mesures pour des températures allant de l'ambiante à 90K.

#### IV.5.2. Résultats

##### *Structures comportant une couche active*

La figure 11 montre les premiers résultats que nous avons obtenus pour des couches actives superficielles à  $T=90\text{K}$ . On remarque que ces points de mesure se placent de façon tout à fait correcte par rapport aux caractérisations effectuées à l'aide de la méthode de van der PAUW à 77K.

La mobilité mesurée à 90K peut également être tracée en fonction du dopage  $N_D$  corrigé par un facteur d'écran de Brooks-Herring [4]. La figure 12 montre les points obtenus à partir de nos déterminations, pour les valeurs de  $n$  inférieures à  $10^{17}\text{ cm}^{-3}$ , en considérant que  $N_A \ll N_D$ . On peut constater que l'évolution de la mobilité correspond au comportement typique des échantillons rencontrés dans la littérature.

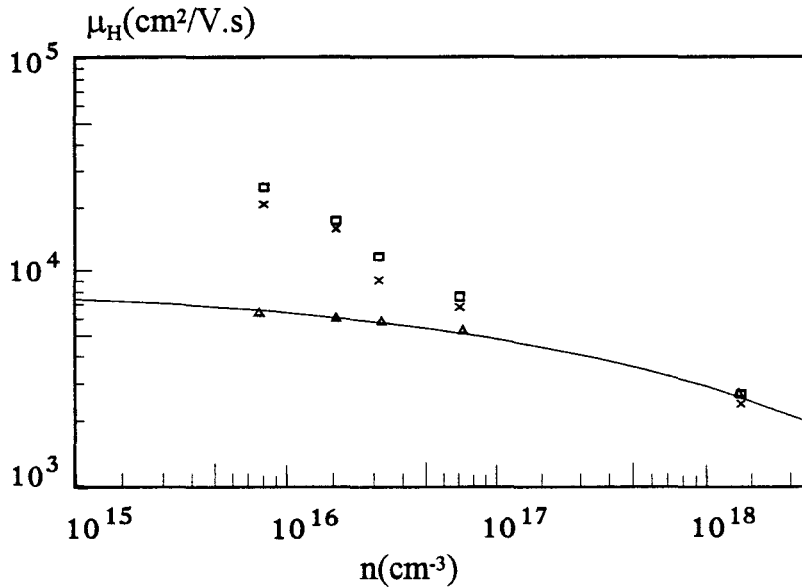


Fig. 11: Evolution de la mobilité en fonction de la concentration des porteurs libres en basse température pour des couches superficielles  
 x : points obtenus par notre système de mesure à 90K  
 □ : points obtenus par la technique de van der PAUW à 77K  
 Δ : points obtenus par notre système de mesure à 300K  
 — : courbe de référence à 300K [1,2]

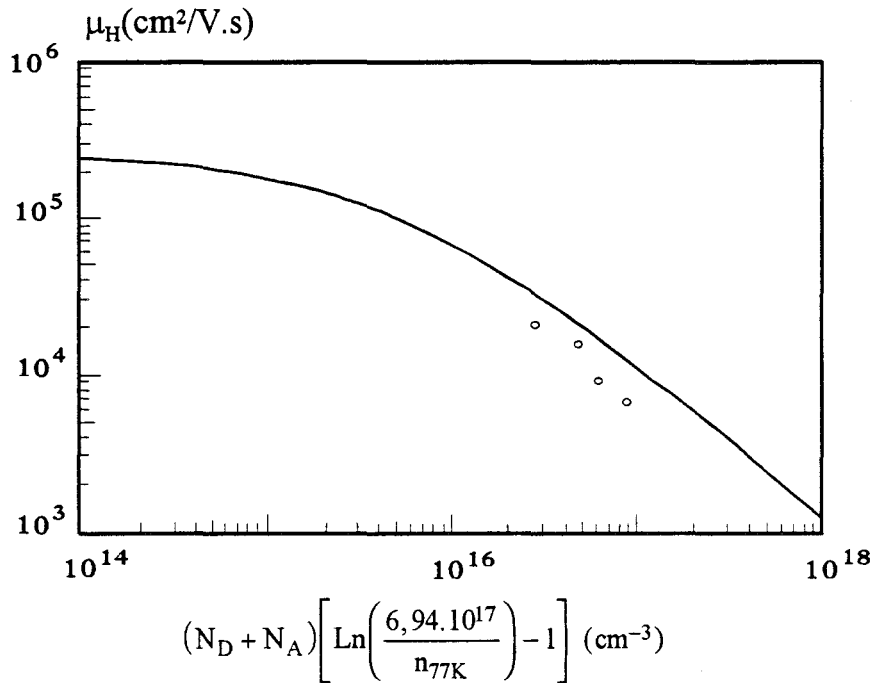


Fig. 12: Evolution de la mobilité en fonction de  $N_D + N_A$  corrigé par le facteur d'écran de Brooks-Herring, pour des couches superficielles  
 o : points mesurés à 90K  
 — : courbe de référence à 77K [2,4]

### Hétérostructure pour TEGFET

Une caractérisation préliminaire à 90K a été effectuée sur la structure, présentée figure 13, qui comporte un gaz bidimensionnel dans la couche GaAs N.I.D. On obtient:

$$R_{\square}=200 \Omega$$

$$\mu_H=55000 \text{ cm}^2/\text{V.s} \text{ à } B=0,3\text{T.}$$

A titre de comparaison, la mesure de van der PAUW donne à 77K:

$$\mu_H=62000 \text{ cm}^2/\text{V.s} \text{ à } B=0,5\text{T.}$$

Signalons que pour des échantillons à mobilité très élevée, on peut se trouver rapidement aux frontières des gammes de mesures dans le cas où  $R_{\square}$  est importante ( $R_{\square} \geq 1000\Omega$ ). Pour pallier cette difficulté, on envisage de réaliser une cellule avec une distance interélectrodes plus faible.

GaAs(Si)	$1,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50Å
GaAlAs(Si)	$1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	500Å
GaAlAs	N.I.D.	50Å
GaAs	N.I.D.	0,5µm
GaAs S.I.		

Fig. 13: Structure de l'échantillon 920409-IEMN

En définitive ces différents résultats montrent la possibilité d'effectuer des cartographies à température variable avec notre dispositif.



## IV.6. CONCLUSION

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre ont permis de préciser les gammes de mesures pour les grandeurs  $R_{\square}$ ,  $\mu_H$  et  $n$  ainsi que les précisions correspondantes. A partir d'une étude de reproductibilité nous avons pu déterminer les erreurs de type statistique. Les précisions absolues sont probablement surestimées car elles sont obtenues à partir d'échantillons caractérisés par la méthode de van der PAUW insuffisamment précise, pour qu'on puisse les considérer comme des étalons. Cette étude montre que l'appareil convient tout à fait pour des mesures de routine sur les échantillons rencontrés habituellement au laboratoire et dans l'industrie.

Les premières potentialités de caractérisation de notre dispositif ont été testées par des études systématiques sur des couches actives superficielles ou enterrées épitaxiées sur substrat GaAs S.I. Ces résultats mettent en évidence la possibilité de mesurer des couches actives enterrées sous des couches isolantes sans la nécessité d'effectuer des corrections d'appareil.

Enfin, nous avons présenté des caractérisations d'hétérostructures pour TEGFET. La complexité de ces structures ne permet pas d'accéder directement aux caractéristiques individuelles des différentes couches actives à partir des mesures de résistance globale effectuées. Pour lever cette difficulté nous avons proposé d'effectuer des mesures à température variable et développé la partie cryogénique du banc de mesure. Actuellement les mesures sont possibles jusqu'à 90K avec des échantillons de la taille d'un quart de "wafer".

## **BIBLIOLGRAPHIE**

- [1] : S. M. Sze  
"Physics of Semiconductor Devices 2nd Edition"  
A Wiley. Interscience publication, 1981
  
- [2] : M. Shur  
"GaAs Devices and Circuits"  
Plenum Press, New York, 1987
  
- [3] : P. Win, Y. Cordier et al  
SOTAPOCS XV, Proceeding, Electrochemical Society, 1991
  
- [4] : C. M. Wolfe and G. E. Stillman  
Appl. Phys. Lett., 27 (10), 564, November 1975

# ***CONCLUSION***

## CONCLUSION

Le dispositif de caractérisation décrit dans ce travail, permet de réaliser par mesure d'effet de magnétorésistance, la cartographie des principales caractéristiques électriques:  $R_{\square}$ ,  $\mu_H$  et  $n$  de couches épitaxiées sur substrat semi-isolant. Ce dispositif s'avère particulièrement intéressant dans les situations fréquentes où la caractérisation doit s'effectuer sans avoir recours à l'implantation de contacts ohmiques. Plus généralement, il dispense de la réalisation de ces contacts et d'opérations technologiques préalables à la caractérisation électrique de l'échantillon. Les liaisons électriques entre l'échantillon et les électrodes sont de type capacitif. Ce contact physique est sans dommage pour la surface de la zone auscultée[\*].

Une étude numérique sur les effets magnétoélectriques a montré que pour des échantillons de la taille d'un "wafer" 2in., l'effet de magnétorésistance est complet. Ceci permet d'accéder directement à la mobilité sans avoir recours à un coefficient de correction. La valeur de  $R_{\square}$  est obtenue à partir d'un seul coefficient d'appareil qui peut être déterminé expérimentalement au moyen d'un étalonnage effectué une fois pour toutes. Ces deux conclusions sont valables quelle que soit la forme de l'échantillon. Toutefois, il faut respecter les conditions suivantes:

- avoir une surface d'échantillon supérieure à  $100e^2$  ( $e$  est la distance interélectrodes)
- exclure pour la mesure, une couronne périphérique de largeur  $2e$ .

Cette étude a montré aussi, que dans le cas de la cartographie, la zone auscultée autour de chaque point de mesure est de taille  $9e^2$  environ.

Le dispositif hyperfréquence réalisé effectue des mesures de magnétorésistance dans la bande de fréquences 1-2GHz. Les conditions pratiques sont telles que l'échantillon peut être traité en constantes localisées, ce qui simplifie beaucoup l'exploitation des mesures. De plus, seul le module du coefficient de transmission  $S_{21}$  est pris en compte. Ceci permet de s'affranchir des mesures de phase et d'avoir un banc expérimental simple et de faible coût.

Le banc de mesure automatique mis en place est piloté par un microcalculateur. Le logiciel adapté au fonctionnement de ce banc a été conçu pour rendre son utilisation facile. La durée d'un cycle de mesure est d'environ une minute. Ceci répond bien aux exigences de simplicité et de rapidité d'utilisation formulées dans le cahier des charges.

Les résultats typiques de mesures présentés dans ce travail sont relatifs à des couches actives superficielles ou enterrées, épitaxiées sur substrat GaAs S.I. D'après l'analyse de cet ensemble de résultats, on peut conclure que le dispositif de caractérisation réalisé permet une reproductibilité des mesures à environ 5%. La précision est meilleure que 10% pour  $R_{\square}$ , 10% pour  $\mu_H$  et 15% pour  $n$ . Ceci est tout à fait satisfaisant pour un dispositif destiné à des mesures de routine et donc à priori sans vocation métrologique.

Enfin, des caractérisations d'hétérostructures pour TEGFET ont été présentées dans ce travail. Notre dispositif de mesure fait intervenir de façon globale l'ensemble des couches actives à prendre en compte dans ces hétérostructures. Toutefois, il doit être possible de déterminer les caractéristiques de chacune des couches en variant les conditions d'étude comme le champ magnétique et la température. A cet effet, un système cryogénique a été développé. Les premiers résultats obtenus à 90K par ce système sont en bonne concordance avec ceux obtenus par la méthode de van der PAUW.

[\*] : N. Belbounaguia, C. Druon, P. Tabourier and J. M. Wacrenier

"Non-destructive mapping of GaAs wafers from measurement of magnetoresistance effect using a novel microwave device"

IEEE, Trans. on Instr. and Meas. à paraître en octobre 1993.

# ***ANNEXES***

## ANNEXE I

### RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DE LAPLACE POUR UNE STRUCTURE A QUATRE ELECTRODES EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE PERPENDICULAIRE

On commence par définir un maillage couvrant le domaine et sa frontière comme l'indique la figure 1. Les pas  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont choisis égaux à 1.

A chaque noeud à l'intérieur du domaine, on exprime l'équation de Laplace  $\Delta V_{xy}=0$  à l'aide des différences finies comme suit:

$$4V_{i,j}=V_{i,j-1}+V_{i,j+1}+V_{i-1,j}+V_{i+1,j}. \quad (\text{AI, 1})$$

Cette équation fait intervenir tout les points du domaine.

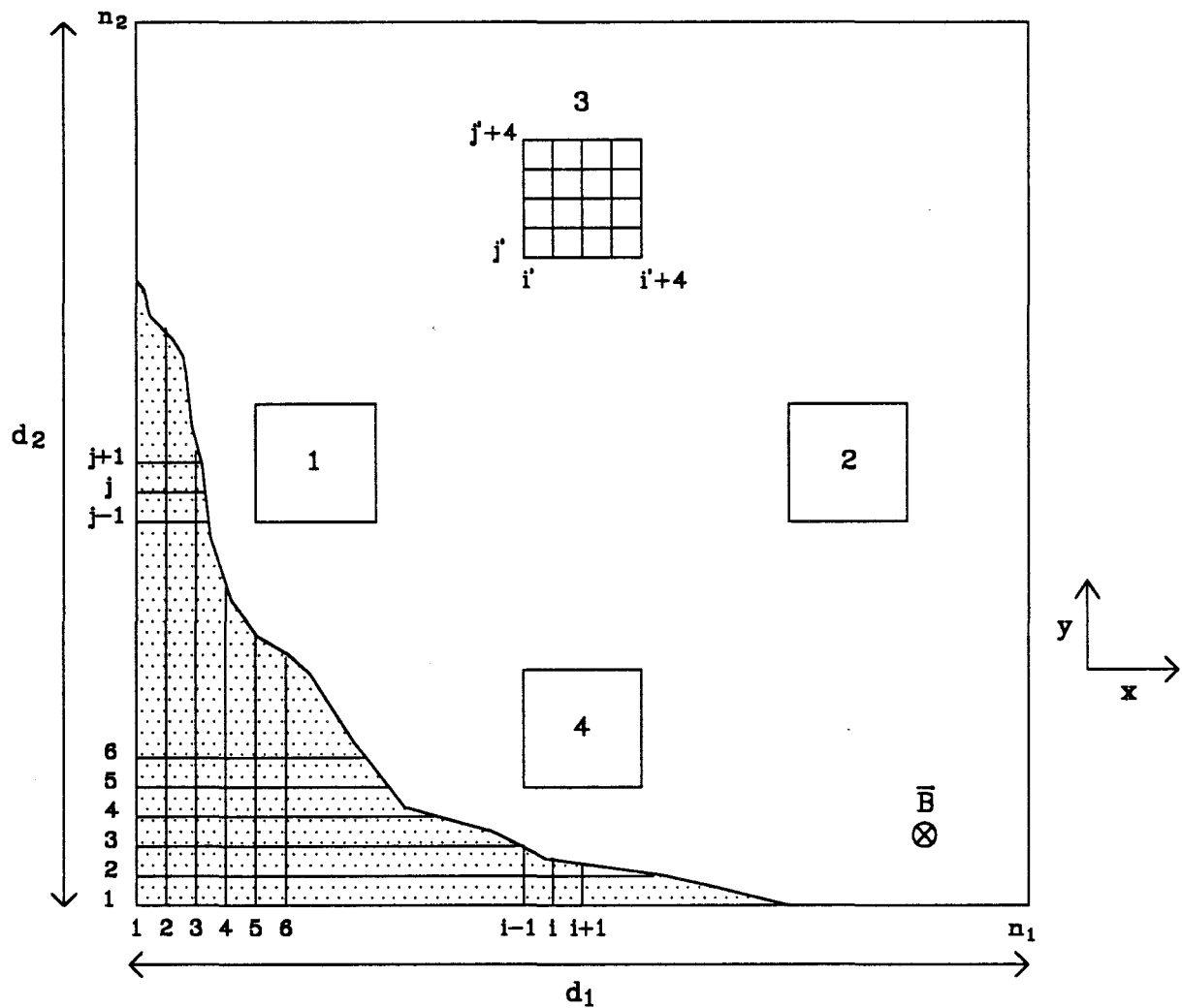
Pour les points qui sont à la frontière on utilise les conditions aux limites en écrivant que le courant normal au frontières du domaine est nul:

$$\begin{aligned} - x=0 \text{ ou } x=d_1: & \quad J_x=0 \\ - y=0 \text{ ou } y=d_2: & \quad J_y=0 \end{aligned}$$

En tenant compte de ces conditions et en combinant les équations dues à l'action du champ magnétique:

$$\begin{aligned} E_y &= -\frac{\partial V}{\partial y} = \rho(J_y + J_x \text{tg}\varphi) \\ E_x &= -\frac{\partial V}{\partial x} = \rho(J_x - J_y \text{tg}\varphi) \end{aligned} \quad (\text{AI, 2})$$

- où
- $\rho$  = résistivité de l'échantillon
  - $J_x$  et  $J_y$  = composantes de la densité de courant selon x et y
  - $E_x$  et  $E_y$  = composantes du champ électrique selon x et y
  - $\varphi$  = angle de Hall,  $\text{tg}\varphi = \mu_H B$ ,  $\mu_H$  étant la mobilité de Hall.



Electrode 1: potentiel  $V$

Electrode 2: potentiel  $0$

Electrode 3 et 4 "en l'air"

Fig. 1: Maillage de la structure échantillon-électrodes pour la détermination de la distribution du potentiel



On obtient pour les quatre côtés les équations discrétisées suivantes:

$$\begin{aligned}
 4V_{1,j} &= (1+\operatorname{tg}\varphi)V_{1,j-1}+(1-\operatorname{tg}\varphi)V_{1,j+1}+2V_{2,j} \\
 4V_{i,1} &= (1+\operatorname{tg}\varphi)V_{i+1,1}+(1-\operatorname{tg}\varphi)V_{i-1,1}+2V_{i,2} \\
 4V_{n_1,j} &= (1-\operatorname{tg}\varphi)V_{n_1,j-1}+(1+\operatorname{tg}\varphi)V_{n_1,j+1}+2V_{n_1-1,j} \\
 4V_{i,n_2} &= (1-\operatorname{tg}\varphi)V_{i+1,n_2}+(1+\operatorname{tg}\varphi)V_{i-1,n_2}+2V_{i,n_2-1}
 \end{aligned} \tag{AI, 3}$$

Pour les quatre coins du domaine on a:  $J_x=J_y=0$ . Ceci nous permet d'avoir, toujours en combinant les équations (AI, 2):

$$\begin{aligned}
 2V_{1,1} &= V_{1,2}+V_{2,1} \\
 2V_{1,n_2} &= V_{1,n_2-1}+V_{2,n_2} \\
 2V_{n_1} &= V_{n_1-1,1}+V_{n_1,2} \\
 2V_{n_1,n_2} &= V_{n_1-1,n_2}+V_{n_1,n_2-1}.
 \end{aligned} \tag{AI, 4}$$

Les électrodes 3 et 4 destinées à la mesure du potentiel de Hall, sont des équipotentiellles, on peut donc utiliser cette condition en plus de l'équation (AI,5) pour calculer le potentiel sur ces deux électrodes en présence d'un champ magnétique.

$$h\oint \vec{J} \cdot \vec{n} \, dl = 0 \tag{AI, 5}$$

Quand le contour d'intégration correspond à celui d'une des électrodes 3 et 4,  $\vec{n}$  est la normale au contour d'intégration et  $h$  est l'épaisseur de l'échantillon.

Pour l'électrode 3, en considérant le cas de la figure 1, on a:

$$- \int_{i',j'}^{i',j'+4} J_x \, dy + \int_{i',j'+4}^{i'+4,j'+4} J_y \, dx + \int_{i'+4,j'+4}^{i'+4,j'} J_x \, dy - \int_{i'+4,j'}^{i',j'} J_y \, dx = 0 \tag{AI, 6}$$

En utilisant le système d'équations (AI, 2) on obtient:

$$\frac{-1}{\rho(1+\operatorname{tg}^2\varphi)} \left[ - \int_{i',j'}^{i',j'+4} \left( \frac{\partial V}{\partial x} + \operatorname{tg}\varphi \frac{\partial V}{\partial y} \right) dy + \int_{i',j'+4}^{i'+4,j'+4} \left( \frac{\partial V}{\partial y} - \operatorname{tg}\varphi \frac{\partial V}{\partial x} \right) dx \right. \\ \left. + \int_{i'+4,j'+4}^{i'+4,j'} \left( \frac{\partial V}{\partial x} + \operatorname{tg}\varphi \frac{\partial V}{\partial y} \right) dy - \int_{i'+4,j'}^{i',j'} \left( \frac{\partial V}{\partial y} - \operatorname{tg}\varphi \frac{\partial V}{\partial x} \right) dx \right] = 0 \quad (\text{AI, 7})$$

Comme les électrodes sont des équipotentielles, on aboutit à l'équation suivante:

$$\frac{-1}{\rho(1+\operatorname{tg}^2\varphi)} \left[ - \int_{i',j'}^{i',j'+4} \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right) dy + \int_{i',j'+4}^{i'+4,j'+4} \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right) dx + \int_{i'+4,j'+4}^{i'+4,j'} \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right) dy - \int_{i'+4,j'}^{i',j'} \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right) dx \right] = 0$$

En remplaçant les intégrales par des sommes et les dérivées partielles par leurs différences finies, on obtient pour le potentiel de l'électrode 3:

$$V_3 = \frac{1}{20} \left( +V_{i-1,j'} + V_{i-1,j'+1} + V_{i-1,j'+2} + V_{i-1,j'+3} + V_{i-1,j'+4} + V_{i,j'+5} + V_{i+1,j'+5} + V_{i+2,j'+5} \right. \\ \left. + V_{i+3,j'+5} + V_{i+4,j'+5} + V_{i+5,j'+4} + V_{i+5,j'+3} + V_{i+5,j'+2} + V_{i+5,j'+1} + V_{i+5,j'} + V_{i+4,j'-1} \right. \\ \left. + V_{i+3,j'-1} + V_{i+2,j'-1} + V_{i+1,j'-1} + V_{i,j'} \right) \quad (\text{AI, 8})$$

En utilisant le même procédé on trouve l'équation aux différences finies donnant le potentiel de l'électrode 4. Cette équation est du même type que l'équation (AI, 8).

Les équations (AI, 1), (AI, 3), (AI, 4) et (AI, 8) constituent l'ensemble des équations qui permettent la résolution de notre système. La résolution numérique de ces équations est effectuée en utilisant la méthode itérative de Gauss-Seidel [\*].

[\*] : J. P. Nougier, "Méthode de calcul numérique",  
2<sup>ème</sup> édition, Masson, 1985.

## ANNEXE II

## DETERMINATION DES LIGNES DE CHAMP ELECTRIQUE

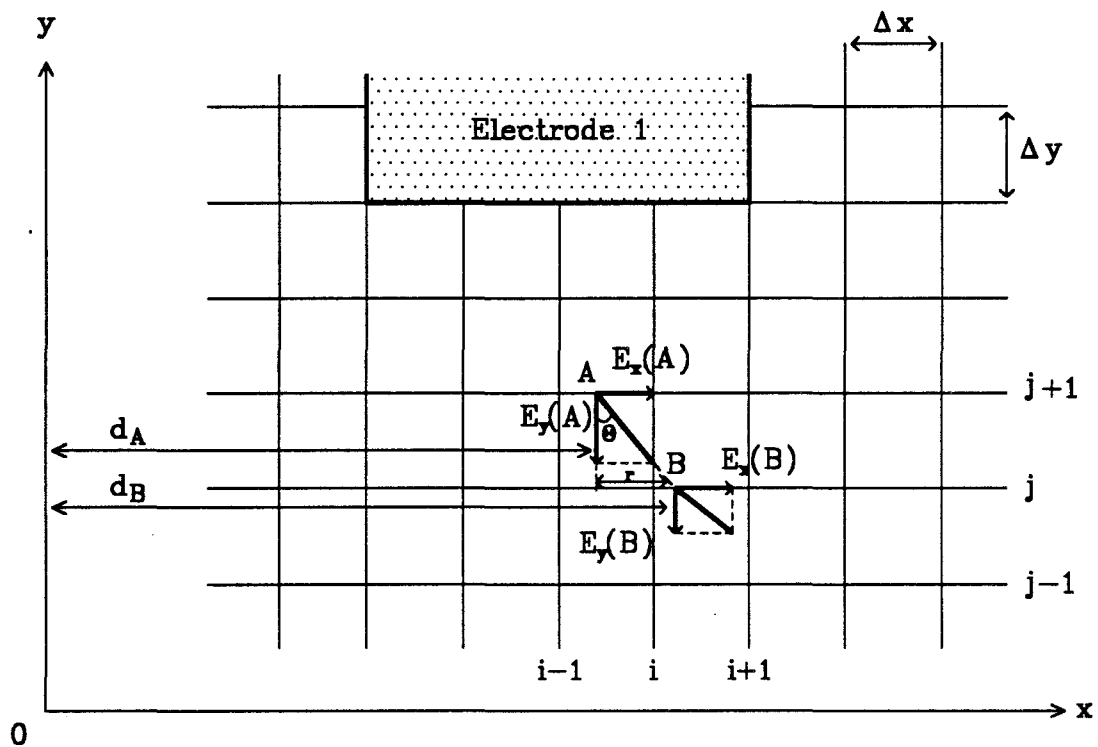


Fig. 1: Maillage et tracé d'une ligne de champ électrique

Supposons connues au point A (figure 1) les composantes du champ électrique  $E_y(A)$  selon y et  $E_x(A)$  selon x ainsi que la distance  $d_A$  de ce point A à la droite  $x=0$ . Le problème posé consiste à calculer le nouveau champ électrique que se trouve au point B voisin de A.

La position de B est fixée à partir de la distance  $d_B$  avec  $d_B=d_A+r$ , la distance r étant déterminée par la relation:

$$\frac{r}{\Delta y} = \frac{E_x(A)}{E_y(A)} \quad (\text{AII, 1})$$

d'où:

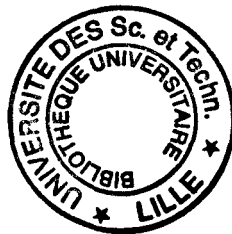
$$d_B = d_A + \Delta y \frac{E_x(A)}{E_y(A)}. \quad (\text{AII, 2})$$

Par suite, les composantes selon x et y du champ électrique au point B obtenues par interpolation linéaire s'écrivent:

$$\begin{cases} E_y(B) = E_y(i, j) + r' \frac{E_y(i+1, j) - E_y(i, j)}{\Delta x} \\ E_x(B) = E_x(i, j) + r' \frac{E_x(i+1, j) - E_x(i, j)}{\Delta x} \end{cases} \quad (\text{AII, 3})$$

où  $r'$  est la partie décimale de  $d_B/\Delta x$ .

On peut remarquer que si AB devient grand les erreurs commises sur la position du point B et sur les composantes du champ électrique sont très importantes. Ce risque d'erreur importante est évité en utilisant, l'intersection avec les droites  $x=cte$  dès que l'angle  $\theta$  est supérieur à  $45^\circ$  ( $E_x > E_y$ ). Les relations utilisées restent analogues à celles décrites précédemment.



## RESUME

Le travail présenté est relatif à un nouveau dispositif hyperfréquence pour la caractérisation non destructive de couches semiconductrices. La résistance carrée, la mobilité des porteurs libres et leur densité sont déterminées pour des échantillons de forme quelconque, comportant des couches actives superficielles ou enterrées. Un banc de mesure automatique a été réalisé, destiné en particulier à la cartographie de "wafers" 2 in.

Une étude numérique des effets magnétoélectriques montre que la magnétorésistance est l'effet prépondérant pour des échantillons de taille supérieure à  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ . La cellule développée pour la mesure des caractéristiques électriques à partir de cet effet, utilise des contacts capacitifs réalisés par simple application de deux électrodes isolées de type ligne microruban, sur l'échantillon. A la fréquence de travail (1-2 GHz) le contact électrique réalisé est quasi-parfait et non destructif.

Nous présentons tout un ensemble de résultats concernant des couches actives, superficielles ou enterrées, des hétérostructures et des cartographies de "wafers". La précision des mesures est du même ordre de grandeur que celle donnée par la méthode de van der Pauw.

La caractérisation électrique complète des structures multicouches nécessitant des études à basse température, nous proposons finalement un dispositif cryogénique permettant des mesures à 90K. Nous indiquons les premiers résultats obtenus dans ces conditions.

## ABSTRACT

This work is related to a novel microwave device for the non-destructive characterization of semiconducting layers. The sheet resistance, the mobility and the density of the free carriers are determined for samples whatever their shape and for superficial or buried layers. An automatic arrangement has been realized, especially fitted for the mapping of 2in. wafers.

A numerical study of magnetoelectric effects shows that the magnetoresistance is the main effect when the sample size is greater than  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ . The two cell electrodes are constituted from the isolated ends of two microstrip lines. Capacitive contacts are obtained when pressing the cell on the sample. At the working frequency (1-2GHz), the electrical contacts are quasi-perfect and non-destructive.

We present a lot of results concerning superficial or buried active layers, heterostructures and wafer mappings. The accuracy of the measurement is close to that obtained with the van der Pauw method.

In order to get a complete electrical characterization of multilayer structures, a cryogenic device working at 90K has been performed. The first results obtained in these conditions are presented.

