

T H E S E S

TO184
1966 IDI

Présentées

A la Faculté des Sciences de l'Université de Grenoble

Pour obtenir

Le Grade de Docteur-Ingénieur

Par

Jacques VUILLOD

Ingénieur E.I.E.G.

Centre National de la Recherche
Scientifique
Laboratoire d'Electrostatique
et de Physique du métal
Centre de recherches sur les
hautes températures
- BIBLIOTHEQUE -

1ère THESE - REALISATION D'UN DISPOSITIF DE MESURE DE
MOBILITE DE HALL PAR EFFET CORBINO ET
APPLICATION A L'ETUDE DE PROPRIETES ELEC-
TRONIQUES DE COUCHES SEMICONDUCTRICES MO-
NOCRISTALLINES.

2ème THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 26 Juillet 1966, devant la Commission d'Examen

MM. L. NEEL PRESIDENT

M. RODOT

R. MONTMORY

EXAMINATEURS

UNIVERSITE
DE
GRENOBLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYEN HONORAIRE M. MORET L.

DOYEN M. WEIL L.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. NEEL L.	MAGNETISME ET PHYSIQUE DU SOLIDE
HEILMANN R.	CHIMIE ORGANIQUE
KRAVTCHENKO J.	MECANIQUE RATIONNELLE
CHABAUTY C.	CALCUL DIFFERENTIEL ET INTEGRAL
PARDE M.	POTAMOLOGIE
BENOIT J.	RADIOELECTRICITE
CHENE M.	CHIMIE PAPETIERE
BESSON J.	ELECTROCHIMIE
WEIL L.	THERMODYNAMIQUE
FELICI N.	ELECTROSTATIQUE
KUNTZMANN J.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
BARBIER R.	GEOLOGIE APPLIQUEE
SANTON L.	MECANIQUE DES FLUIDES
OZENDA P.	BOTANIQUE
FALLOT M.	PHYSIQUE INDUSTRIELLE
GALVANI O.	MATHEMATIQUES
MOUSSA A.	CHIMIE NUCLEAIRE
TRAYNARD P.	CHIMIE
SOUTIF M.	PHYSIQUE
CRAYA A.	HYDRODYNAMIQUE
REULOS R.	THEORIE DES CHAMPS
AYANT Y.	PHYSIQUE APPROFONDIE
GALISSOT F.	MATHEMATIQUES
Mle LUTZ E.	MATHEMATIQUES
MM. BLAMBERT M.	MATHEMATIQUES
BOUCHEZ R.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
LLIBOUTRY L.	GEOPHYSIQUE
MICHEL R.	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
BONNIER E.	ELECTROCHIMIE
DESSAUX G.	PHYSIOLOGIE ANIMALE
PILLET E.	ELECTROTECHNIQUE
DEBELMAS J.	GEOLOGIE
GERBER R.	MATHEMATIQUES
PAUTHENET R.	ELECTROTECHNIQUE
VAUQUOIS B.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES

SILBER R.	MECANIQUE DES FLUIDES
BARBIER J.C.	PHYSIQUE
KOSZUL J.L.	MATHEMATIQUES
BUYLE-BODIN M.	ELECTRONIQUE
DREYFUS B.	THERMODYNAMIQUE
KLEIN J.	MATHEMATIQUES
VAILLANT F.	ZOOLOGIE
ARNAUD P.	CHIMIE
SENGEL P.	ZOOLOGIE
BARJON R.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
BRISSENEAU P.	PHYSIQUE
Mme KOFLER L.	BOTANIQUE
MM. BARNOUD F.	BIO-SYNTHESE DE LA CELLULOSE
GAGNAIRE D.	CHIMIE PHYSIQUE
GIRAUD P.	GEOLOGIE
GIDON P.	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
PERRET R.	SERVOMECHANISMES
Mme BARBIER M.J.	ELECTROCHIMIE
Mme SOUTIF J.	PHYSIQUE
MM. COHEN J.	ELECTROTECHNIQUE
DEPASSEL R.	MECANIQUE
ANGLES D'AURIAC	MECANIQUE DES FLUIDES
DUCROS P.	MINERALOGIE ET CRISTALLOGRAPHIE
GASTINEL A.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
GLENAT R.	CHIMIE
LACAZE A.	THERMODYNAMIQUE
BARRA J.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
COUMES A.	ELECTRONIQUE
DEGRANGE C.	ZOOLOGIE
PEBAY-PEROULA	PHYSIQUE
PERRIAUX J.	GEOLOGIE
RASSAT A.	CHIMIE SYSTEMATIQUE
ROBERT A.	CHIMIE PAPETIERE

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. NAPP-ZINN	BOTANIQUE
DUTTON G.	BIOSYNTHESE
MATSUSHIMA Y.	MATHEMATIQUES PURES

MAITRES DE CONFERENCES

MM. BIAREZ J.P.	MECANIQUE PHYSIQUE
DODU J.	MECANIQUE DES FLUIDES
HACQUES G.	CALCUL NUMERIQUE
LANCIA R.	PHYSIQUE AUTOMATIQUE

Mme	KAHANE J.	PHYSIQUE
MM.	POLOUJADOFF M.	ELECTROTECHNIQUE
	DEPOMMIER P.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
	DEPORTES C.	CHIMIE
Mme	BOUCHE L.	MATHEMATIQUES
MM.	SARROT-REYNAULD	GEOLOGIE
	CAUQUIS G.	CHIMIE GENERALE
	BONNET G.	PHYSIQUE EXPERIMENTALE
	BONNIER M.J.	CHIMIE
	KAHANE A.	PHYSIQUE GENERALE
	DOLIQUE J.M.	ELECTRONIQUE
	BRIERE G.	PHYSIQUE EXPERIMENTALE
	DESRE P.	METALLURGIE
	LAJZEROWICZ J.	PHYSIQUE GENERALE
	VALENTIN P.	PHYSIQUE GENERALE
	BERTRANDIAS J.P.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
	BONNETAIN L.	CHIMIE MINERALE
	LAURENT P.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
	CAUBET J.P.	MATHEMATIQUES PURES
	PAYAN J.J.	MATHEMATIQUES
Mme	BERTRANDIAS F.	MATHEMATIQUES PURES
MM.	FONTANGES R.	PHYSIOLOGIE ANIMALE
	LONGQUEUE J.P.	PHYSIQUE
	NIVAT M.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
	SOHM J.C.	ELECTROCHIMIE
	ZADWORNY F.	PHYSIQUE

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	RADELLI	GEOLOGIE
	KEYSTON J.	THERMODYNAMIQUE
	WAKIYAMA T.	PHYSIQUE DU SOLIDE

J'adresse mes remerciements les plus vifs à Monsieur le Professeur L. Néel, Membre de l'Institut, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire.

Je remercie Monsieur R. Montmory pour ses conseils et ses encouragements et lui suis reconnaissant de m'avoir donné les moyens de préparer cette Thèse.

Je prie Monsieur M. Rodot, Directeur de Recherches aux Laboratoires du C.N.R.S. de Bellevue, qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et participer au Jury, d'accepter mes remerciements.

J'ai trouvé auprès de mes collègues, en particulier Messieurs J.L. Fraimbault et A. Nguyen, et du personnel technique du laboratoire une aide efficace. Je leur exprime ici toute ma sympathie.

Enfin, je tiens à remercier les Sociétés "L.T.T." et "La Radiotechnique" pour leur fructueuse collaboration.

PREMIERE THESE

REALISATION D'UN DISPOSITIF DE MESURE DE MOBILITE
DE HALL PAR EFFET CORBINO ET APPLICATION A L'ETUDE DE
PROPRIETES ELECTRONIQUES DE COUCHES SEMICONDUCTRICES MONOCRISTALLINES

S O M M A I R E

CHAPITRE I - INTRODUCTION

CHAPITRE II - CONSIDERATIONS FONDAMENTALES

II-1 INFLUENCE DE LA GEOMETRIE

II-2 RAPPEL DES RELATIONS GENERALES DES EFFETS GALVANOMAGNETIQUES

II-2-1 Géométrie rectangulaire

II-2-2 Géométrie circulaire

II-3 DETECTION DE L'EFFET CORBINO

II-4 INTERET DES MESURES EN GEOMETRIE DE CORBINO

CHAPITRE III - REALISATION DU DISPOSITIF DE MESURE DE MOBILITE

III-1 OBJET ET PRINCIPE

III-2 DESCRIPTION DE LA TETE DE MESURE

III-3 MONTAGES DE LA TETE DE MESURE

III-4 CIRCUITS ELECTRONIQUES

- III-4-1 Circuits d'alimentation de l'échantillon
- III-4-2 Circuits d'amplification
- III-4-3 Circuits de détection et de mesure

III-5 CARACTERISTIQUES DE LA CHAÎNE D'AMPLIFICATION

- III-5-1 Etude de la linéarité
- III-5-2 Courbe de réponse en fréquence
- III-5-3 Performances générales

CHAPITRE IV - MESURES PRELIMINAIRES

IV-1 ETALONNAGE DU PORTE-ECHANTILLON

- IV-1-1 Méthode de calcul de l'inductance mutuelle
- IV-1-2 Méthode expérimentale
- IV-1-3 Valeur pratique du coefficient d'étalonnage
- IV-1-4 Comparaison avec d'autres méthodes

IV-2 ROLE DE CERTAINS PARAMETRES DE MESURE

- IV-2-1 Influence du nombre de pointes et de l'angle de passage du courant
- IV-2-2 Influence de la forme et de l'épaisseur de l'échantillon
- IV-2-3 Etude des domaines de linéarité
- IV-2-4 Influence des inhomogénéités
- IV-2-5 Perturbations dues à la distorsion des lignes de courant

IV-3 CONSIDERATIONS SUR LES ERREURS AFFECTANT LES MESURES

CHAPITRE V - DETERMINATION DE CARACTERISTIQUES ELECTRONIQUES

V-1 GENERALITES

V-2 RESULTATS

V-3 ETUDE DE LA MOBILITE DE HALL EN FONCTION DE CERTAINS
PARAMETRES

V-3-1 Mobilité en fonction de la résistivité

V-3-2 Mobilité en fonction de la température

V-4 MESURES DIVERSES

V-4-1 Mesures de magnétorésistance

V-4-2 Etude d'une hétérojonction GaAs/Ge

CONCLUSION

CHAPITRE I

INTRODUCTION

La mesure de la mobilité de Hall constitue un important moyen d'étude des qualités d'un corps semiconducteur. On sait en effet que cette grandeur caractéristique augmente avec la pureté du matériau et l'amélioration de son état cristallin. D'autre part, les performances en fréquence de nombreux dispositifs à semiconducteurs étant liées à la valeur de la mobilité, il est naturel que l'on s'attache particulièrement à la détermination de ce paramètre.

De nombreuses études des phénomènes galvanomagnétiques ont été entreprises sur les semiconducteurs massifs. L'effet Hall, en particulier, a fait l'objet d'un ouvrage (1) et d'un nombre important de publications (2). Par contre, assez peu d'auteurs se sont intéressés jusqu'à présent à ces phénomènes dans les couches semiconductrices et, en particulier, dans les dépôts épitaxiaux. Les propriétés électroniques de telles structures étant relativement peu connues et leurs procédés d'élaboration pouvant conduire à des résultats différents, il paraît intéressant de posséder un appareillage permettant leur caractérisation rapide et non destructive. Si, pour les mesures de résistivité, on peut trouver actuellement des dispositifs répondant à cette exigence, il n'en est pas de même dans la détermination des mobilités.

Il existe plusieurs méthodes d'étude de l'effet Hall. Elles nécessitent la mesure de petites tensions continues ou alternatives, en général, sur des échantillons préalablement élaborés. Les méthodes en courant continu sont les plus classiques. D'autres méthodes en courant alternatif sont utilisées. Elles permettent d'éliminer les

tensions parasites thermoélectriques et se prêtent bien à l'amplification. Les considérations précédentes et les impératifs imposés nous ont guidés vers une méthode en courant alternatif opérant par induction, qui réserve ainsi la possibilité de suppression des contacts redresseurs par une polarisation convenable, qui supprime les sondes de prélèvement de tension et qui n'exclue pas la détermination du type du semiconducteur étudié. La méthode utilisant la structure de Corbino qui satisfait à ces exigences a été adoptée. Sa géométrie est d'ailleurs couramment celle des pastilles semiconductrices à caractériser. En contre-partie, les signaux très faibles obtenus nécessitent des précautions et un appareillage électronique complexe, ce qui explique sans doute le peu de développement expérimental que ce procédé d'étude a connu jusqu'alors.

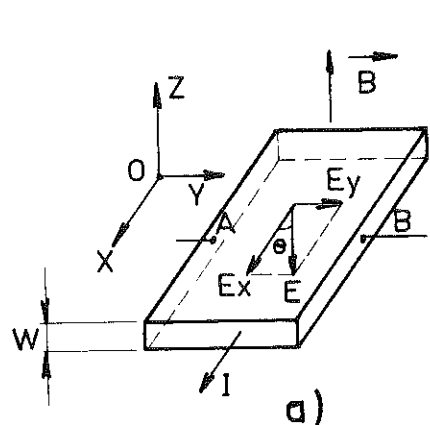
Ce travail tente d'apporter une contribution aux problèmes de mesure de mobilité de Hall à l'aide d'une méthode non classique. Il comprend, après un rappel des théories fondamentales, une description de l'appareillage réalisé, des mesures préliminaires d'étalonnage, et enfin, des caractérisations diverses d'échantillons semiconducteurs.

C H A P I T R E II

CONSIDERATIONS FONDAMENTALES

II-1 INFLUENCE DE LA GEOMETRIE

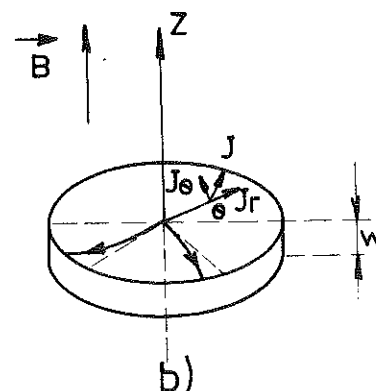
Dans l'étude des phénomènes galvanomagnétiques résultant de l'action d'un champ magnétique sur un courant électrique, on considère habituellement deux effets principaux : l'effet Hall dans la direction des forces de Laplace-Lorentz et l'effet de magnétorésistance dans la direction du courant électrique. L'effet Hall s'applique généralement à une géométrie rectangulaire. Ainsi, la figure 1(a) représente une plaquette parallélépipédique parcourue par un courant d'intensité I suivant la direction OX et soumise à l'action d'une induction magnétique B suivant la direction OZ . Dans cette structure, il y a apparition d'un champ électrique suivant la direction OY . Entre les points A et B de l'échantillon supposés initialement situés sur une même équipotentielle, on peut mesurer une tension appelée tension de Hall.



Effet Hall

Figure 1

et



Effet Corbino

L'effet Corbino, par contre, s'applique à une géométrie circulaire. Ainsi, la figure 1(b) représente un disque alimenté en courants radiaux et placé dans un champ magnétique axial. Il y a apparition de courants tangentiels, cette structure réalisant en quelque sorte un court-circuit de la tension de Hall.

II-2 RAPPEL DES RELATIONS GENERALES DES EFFETS GALVANOMAGNETIQUES

II-2-1 Géométrie rectangulaire

La tension de Hall peut s'exprimer par la relation suivante :

$$U_H = R_H \frac{I \cdot B}{w} \quad (1)$$

w étant l'épaisseur de la plaquette et R_H un coefficient appelé coefficient de Hall. Si l'on est en présence d'un seul type de porteurs de charge de concentration n , on montre que :

$$R_H = \rho \mu_H = \frac{\mu_H}{\mu_c} \cdot \frac{1}{ne} \quad (2)$$

où e est la charge élémentaire,

ρ est la résistivité du matériau supposé homogène et isotrope,

μ_H est la mobilité de Hall du porteur,

μ_c est la mobilité de conductivité définie par la relation

$\vec{v} = \mu_c \vec{E}$, comme étant la vitesse du porteur dans un champ électrique unité.

Rappelons également que le rapport $\frac{\mu_H}{\mu_c}$ n'est égal à l'unité que dans les champs intenses ou dans le cas d'échantillons fortement dégénérés et s'exprime en fonction de termes de relaxation, sa

valeur dépendant des mécanismes de dispersions qui entrent en jeu. Ainsi, dans le cas de non dégénérescence et pour une dispersion par les phonons acoustiques (1)

$$\frac{\mu_H}{\mu_c} = \frac{3\pi}{8}$$

La magnétorésistance en géométrie parallélépipédique peut s'exprimer par les relations suivantes :

$$\frac{1}{B^2} \frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} = \mu_H^2 (f(T) - 1)$$

ou
$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = (\mu_H B)^2 (f(T) - 1) \quad (3)$$

ρ_0 étant la résistivité en l'absence d'induction magnétique ρ_B en présence de l'induction B et $f(T)$ une fonction dépendant des mécanismes de relaxation.

II-2-2 Géométrie circulaire

L'équation fondamentale pour la densité de courant J dans un matériau semiconducteur isotrope en présence d'une induction B et en l'absence de gradients de température, s'écrit (dans le cas d'une conduction par électrons)

$$\vec{J} = n e \mu_c \vec{E} - \mu_H (\vec{J} \wedge \vec{B})$$

ou
$$\vec{J} = \sigma \vec{E} - \mu_H (\vec{J} \wedge \vec{E}) \quad (4)$$

$\sigma = \frac{1}{\rho} = ne\mu_c$ étant la conductivité du matériau.

Dans la relation (4), les composantes radiales, tangentielles et axiales s'écrivent :

$$J_r = \sigma E_r - \mu_H J_\theta B$$

$$J_\theta = \sigma E_\theta + \mu_H J_r B$$

$$J_z = 0$$

Dans le domaine des fréquences basses on montre que le champ électrique tangentiel E_θ est négligeable. Il vient alors :

$$J_\theta = \mu_H J_r B$$

Il est possible d'introduire l'angle de Hall θ par sa tangente :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{J_\theta}{J_r} = \mu_H B \quad (5)$$

On peut relier le courant circulaire total I_c au courant radial I_r en remarquant que :

$$J_r = \frac{I_r}{2 \pi w r}$$

et

$$I_c = \int_{r_i}^{r_e} J_\theta w dr$$

r_e et r_i étant les rayons des contacts extérieur et intérieur.

$$I_c = \int_{r_i}^{r_e} \mu_H B \frac{I_r}{2 \pi w} w \frac{dr}{r}$$

$$I_c = \frac{I_r}{2\pi} \mu_H B \log_e \frac{r_e}{r_i} \quad (6)$$

La magnétorésistance en géométrie circulaire s'exprime par

$$\frac{1}{B^2} \frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} = \mu_H^2 f(T)$$

ou

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = (\mu_H B)^2 f(T)$$

II-3 DETECTION DE L'EFFET CORBINO

Dans la méthode utilisée antérieurement par quelques auteurs (3), le champ magnétique axial est continu et le disque semi-conducteur est alimenté en courants basse fréquence par un contact central et un contact annulaire soudés sur la pastille. Le courant circulaire ou de Corbino est mis en évidence par son champ magnétique induit. Pour cela, une bobine constituée de N spires axée sur Oz est placée très près du disque et l'on mesure la tension induite dans celle-ci par le courant circulaire. Connaissant l'inductance mutuelle entre la bobine et le disque, on en déduit le courant de Corbino qui est relié à la mobilité de Hall.

II-4 INTERET DES MESURES EN GEOMETRIE DE CORBINO

L'intérêt de l'étude des phénomènes galvanomagnétiques en géométrie de Corbino a été d'abord mis en évidence dans les phénomènes de magnétorésistance (4). Les qualités de la structure de Corbino

ont été comparées d'une manière rigoureuse à celles de la méthode de Hall (5). Une étude théorique (6) a montré les avantages de la géométrie de Corbino, en particulier dans le cas d'une conduction mixte, la méthode permettant de déterminer, à une température donnée directement, la concentration des porteurs et leur mobilité, alors que dans ce cas, il y a de sérieuses difficultés d'interprétation avec la géométrie rectangulaire.

Les relations rappelées plus haut montrent que la méthode permet d'obtenir directement la tangente de l'angle de Hall, et par suite, la mobilité, sans nécessiter la connaissance de la résistivité et il est également possible de s'affranchir de la connaissance de l'épaisseur dans certains domaines.

Pour ce qui concerne plus spécialement la technique expérimentale, la possibilité de mesure de la tension par induction s'avère très intéressante dans la recherche d'une méthode non destructive ; elle l'est également quand on désire entreprendre des études à basse température.

C H A P I T R E I I I

REALISATION DU DISPOSITIF DE MESURE DE MOBILITE

I I I - 1 OBJET ET PRINCIPE

L'étude et la réalisation du dispositif de mesure ont été envisagées en fonction de plusieurs considérations. Il était souhaitable de construire un appareil dont l'utilisation et la maintenance soient simples, et de posséder un appareil qui, sans nécessairement prétendre aux plus hautes performances, permette d'effectuer des mesures rapides et non destructives et ne nécessitant pas des échantillons élaborés.

Le dispositif réalisé, qui a fait l'objet d'un brevet C.N.R.S. (7), est compact, autonome et entièrement transistorisé. Il est destiné à effectuer des mesures de mobilité de Hall et à déterminer le type du semiconducteur, l'amenée de courant pouvant se faire, pour une mesure rapide, par un contact par pression et la mesure de tension, par induction. Il est possible, d'autre part, de s'affranchir de la connaissance de certains paramètres physiques et géométriques du semiconducteur. Le fait de travailler en courant sinusoïdal permet d'éliminer les contacts redresseurs par une polarisation continue convenable.

Le principe de la mesure est le suivant : L'échantillon semiconducteur, monté dans une tête de mesure placée dans l'entrefer d'un électro-aimant est alimenté en courants radiaux basse fréquence

à l'aide d'un contact central et d'un contact annulaire. La bobine de détection est reliée à une chaîne d'amplification, de compensation et de mesure. La figure (2) donne le schéma synoptique complet du dispositif.

III-2 DESCRIPTION DE LA TETE DE MESURE

La tête de mesure est réalisée dans un matériau isolant tel que le plexiglas. Les figures (3) et (4) en donnent un schéma mécanique et une photographie. Cette tête comprend une base 1 destinée à recevoir la pastille semiconductrice, une pièce intermédiaire 2 constituant la partie active et un couvercle 3. L'alimentation de l'échantillon en courants radiaux est réalisée à l'aide d'un contact central matérialisé par une pointe 4 en tungstène et à l'aide d'un contact annulaire matérialisé par une pluralité de pointes 5 équiréparties sur un cercle dont le centre est la pointe centrale. Toutes ces pointes ont un déplacement longitudinal souple, chacune étant surmontée d'un tampon en caoutchouc. Une gorge circulaire 6, usinée dans la partie intermédiaire, permet de loger la bobine de détection, laquelle possède également un déplacement longitudinal souple. La face supérieure de cette pièce intermédiaire comporte des rainures radiales et une rainure formant un cadre rectangulaire, dans laquelle aboutissent les rainures radiales, afin de réaliser les connexions électriques. Le couvercle de la tête de mesure reçoit les vis d'arrêt et de réglage de pression des pointes. L'ensemble actif de la tête présente une symétrie circulaire aussi excellente que possible.

III-3 MONTAGES DE LA TETE DE MESURE

Deux montages de la tête détectrice ont été construits. L'un est destiné à effectuer des mesures à la température ambiante,

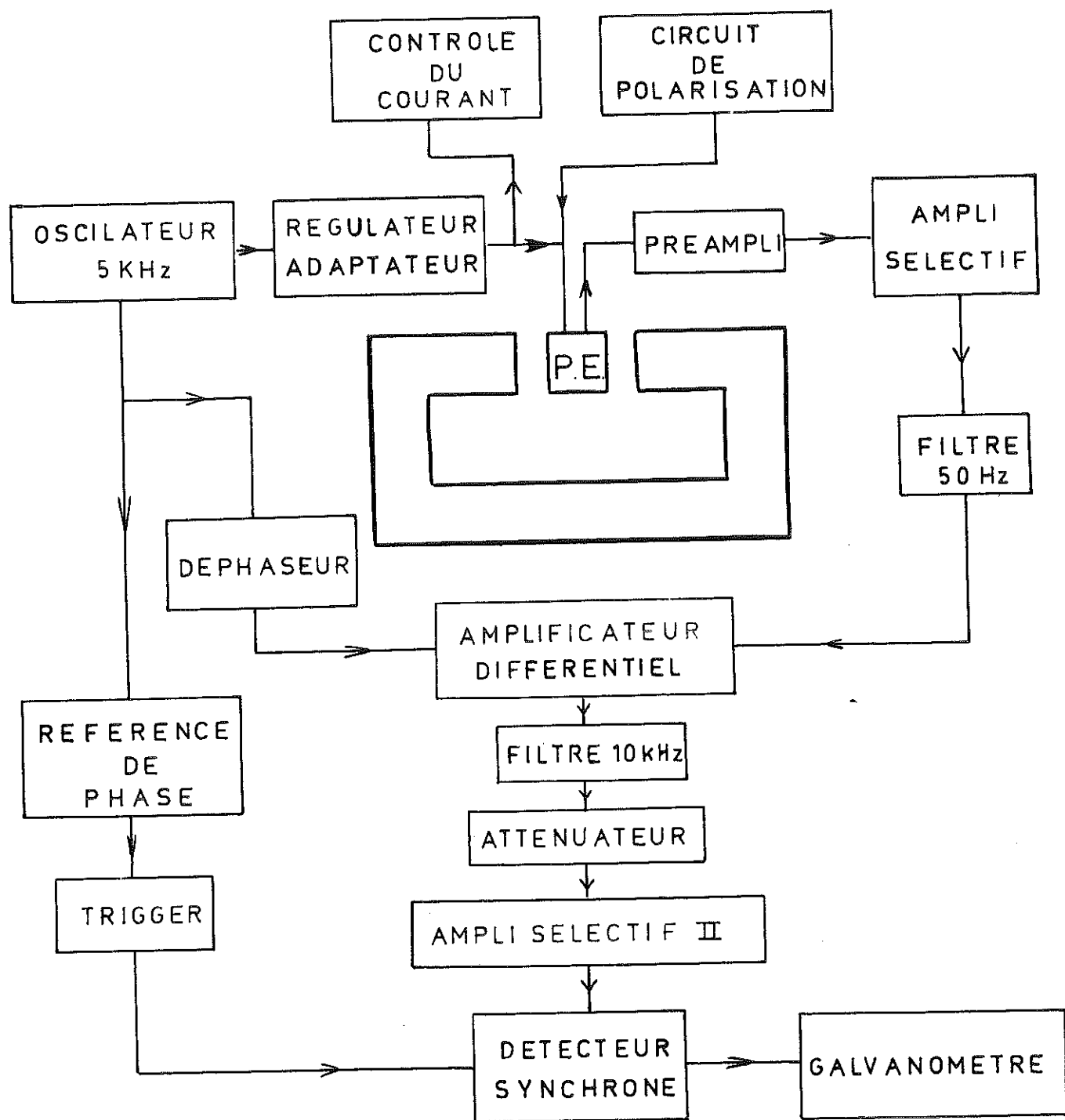


FIGURE 2 SCHEMA DE L'APPAREIL DE MESURE

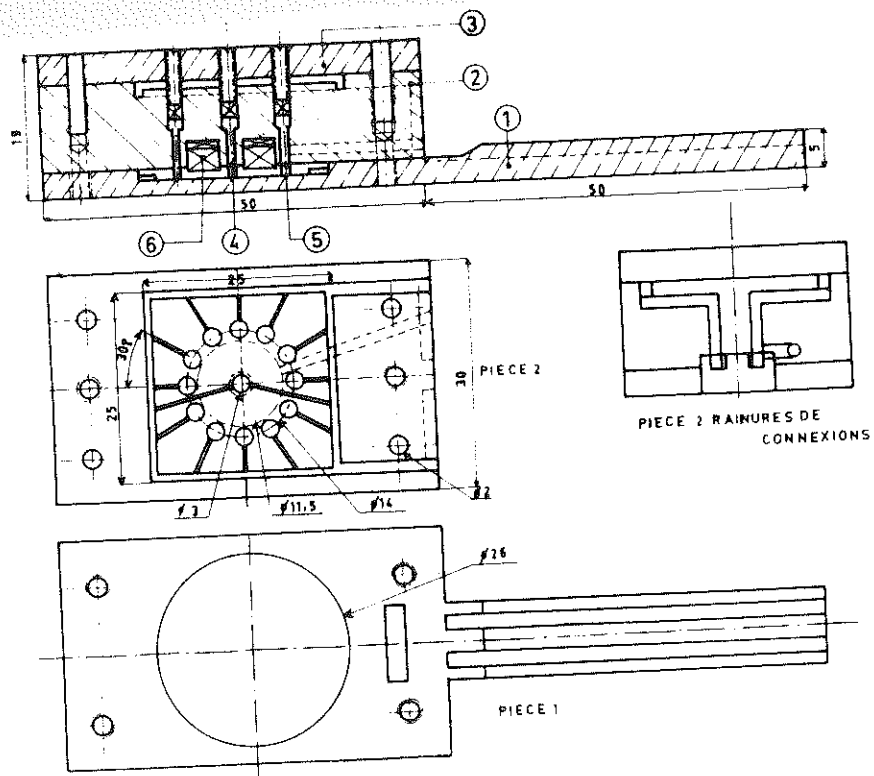


FIGURE 3

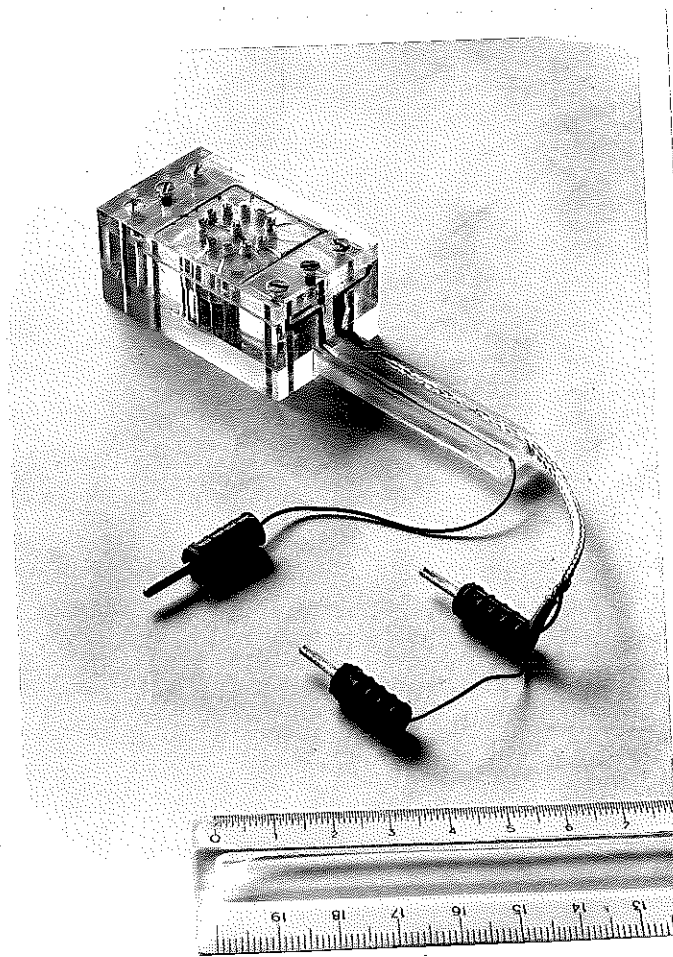
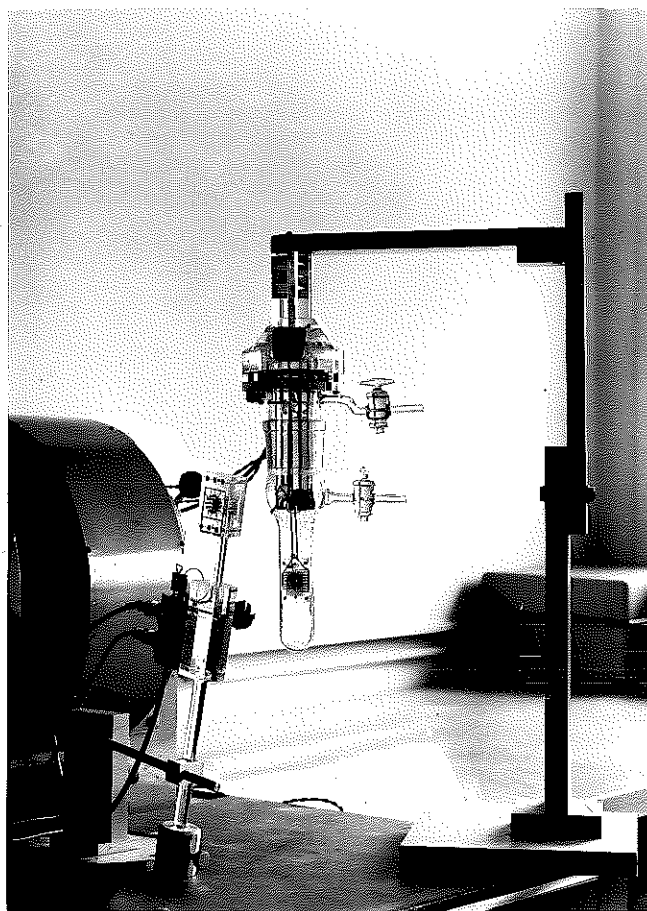
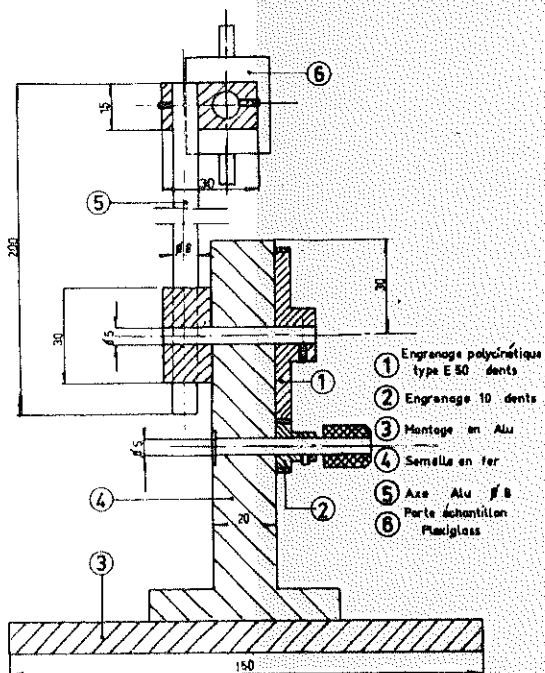


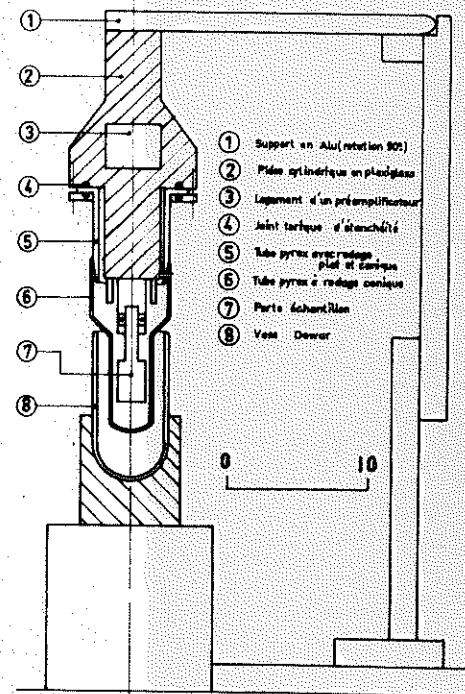
FIGURE 4



A



B



C

FIGURE 5

l'autre à effectuer des études en fonction de la température (figure 5). L'étanchéité dans la partie tête de mesure est réalisée à l'aide d'un montage en pyrex et d'un système de rodage. Un gaz inerte tel que l'hélium peut être introduit dans l'enceinte étanche après avoir obtenu le vide. La mesure de la température au niveau de l'échantillon est réalisée à l'aide d'une diode à jonction. Il est en effet connu que la tension aux bornes d'une diode, pour un courant constant judicieusement choisi, est quasiment proportionnelle à la température. Les courbes de la figure (6) de deux diodes montées dans des porte-échantillons d'usages différents, ont été tracées pour l'étalonnage, par comparaison avec les indications d'un thermocouple chromel-alumel. L'intérêt d'un tel procédé de détermination de la température réside, en particulier, dans le fait qu'il n'y a plus de problèmes pour les connexions entre l'élément détecteur et l'appareil de lecture, ce qui permet une mise en oeuvre rapide et pratique et, d'autre part, ne nécessite plus de référence à 0° .

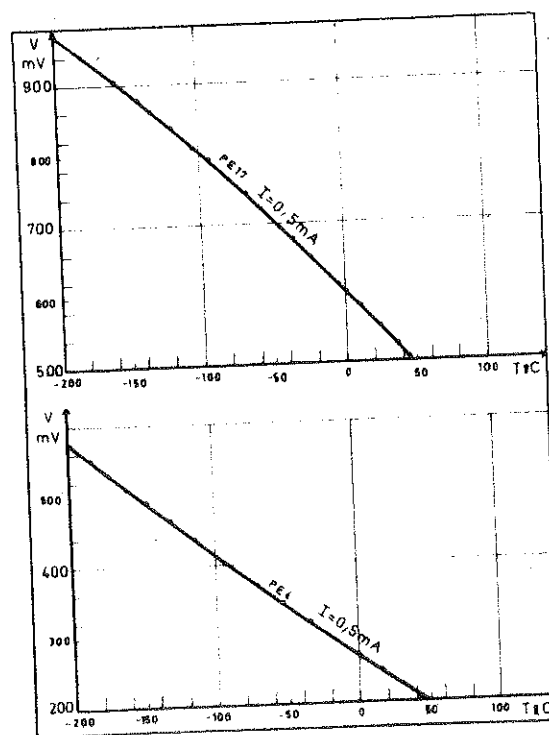


Figure 6 - MESURE DE LA TEMPERATURE.

III-4 CIRCUITS ELECTRONIQUES

Le schéma synoptique donné précédemment par la figure (2) fournit une indication sur les différentes fonctions réalisées dans la chaîne électronique. Il est, d'autre part, possible d'avoir une vue d'ensemble de l'appareil construit, par la photographie de la figure (7). Enfin, le détail des circuits électroniques est donné par les figures (8a) et (8b).

III-4-1 Circuits d'alimentation de l'échantillon

L'alimentation de l'échantillon en courants basse fréquence (5 KHz) se fait à partir d'un oscillateur très stable. Il est du type à pont de Wien, la stabilisation étant réalisée grâce à une thermistance et des circuits de contre-réaction. L'obtention de l'accrochage permanent de l'oscillateur nécessite de travailler au-delà de la limite d'entretien, ce qui entraîne de la distorsion. Aussi, un étage amplificateur à contre-réaction sélective lui faisant suite permet d'obtenir un signal plus pur.

Cet oscillateur attaque un amplificateur de puissance, régulateur de courant et adaptateur d'impédance. Il comprend principalement un transistor de puissance (type Q D 102) à fréquence de coupure élevée, dont la charge de collecteur est le primaire d'un transformateur basse fréquence (circuit magnétique Imphy) ; le secondaire de celui-ci est à prise multiple. Une contre-réaction d'intensité permet de travailler à courant constant. Il est en effet nécessaire d'avoir, d'une part un courant à intensité constante par suite de l'effet de magnétorésistance et, d'autre part de tenir compte des impédances variables dans de grandes proportions que peuvent présenter les échantillons. Un circuit de polarisation continue de niveau



FIGURE 7

réglable alimente également les pointes de la tête de mesure ; il est destiné à supprimer les phénomènes de redressement aux contacts métal-semiconducteur. Un système d'arrêt du courant basse fréquence empêche le passage de celui-ci dans l'alimentation de polarisation.

III-4-2 Circuits d'amplification

Le signal prélevé dans la bobine de détection attaque un préamplificateur situé dans le porte-échantillon même. Les signaux recueillis étant très faibles, il est nécessaire d'élever le niveau du signal directement après la détection. Le préamplificateur, entièrement blindé, utilise un transistor à faible bruit et une tension d'alimentation réduite.

Un premier amplificateur sélectif permet d'éliminer une partie des parasites qui sont à des fréquences autres que celle considérée. Il comprend essentiellement un système d'amplification à contre-réaction à travers un pont en double T. La fonction de transfert d'un tel pont est :

$$T = \frac{1}{1 - \frac{4}{j \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)}}$$

La fréquence de transmission nulle est telle que $f_0 = \frac{1}{2 \pi R C} = \frac{\omega_0}{2 \pi}$ (si R et C sont les valeurs des éléments dans les branches horizontales du double T et R/2 et 2C dans les branches verticales). Les valeurs de R (21 K Ω) et C (15 nF), choisies pour conduire à une fréquence f_0 de 5 KHz, sont à 0,5 % et 1 % afin d'obtenir une bonne sélectivité. Pour rendre la contre-réaction opérante, il est essentiel de satisfaire aux adaptations d'impédance. L'amplificateur

doit avoir une très basse impédance de sortie et une très haute impédance d'entrée. Dans ce but, des étages "Follower" ont été placés en amont et en aval du double T. Le signal issu de cet amplificateur sélectif attaque un système de filtrage constitué essentiellement de deux étages adaptateurs et d'un deuxième pont en double T dont la fréquence de transmission nulle est de 50 Hz. L'élimination de ce parasite s'avère en effet indispensable.

Le signal est dirigé alors vers un amplificateur différentiel utilisé en mélangeur. Un dispositif de compensation est nécessaire car il y a toujours une tension à la fréquence de travail induite dans la bobine en l'absence de champ magnétique, tension due à l'impossibilité d'obtenir une symétrie circulaire parfaite et à l'impossibilité d'obtenir des courants purement radiaux. Le but de cet amplificateur différentiel asymétrique est donc de compenser cette tension. Il a été particulièrement étudié en vue des questions de dérives et il utilise des éléments très stables.

Le dispositif de compensation est alimenté directement par l'oscillateur. Il est essentiellement constitué de systèmes déphaseurs du type R-C. Un système élaboré permet d'obtenir deux tensions égales et en opposition de phase. Une suite de trois réseaux déphaseurs de chacun 0 à 180° a été réalisée. Le signal réglable en amplitude et phase est alors dirigé vers le mélangeur.

La compensation laissant subsister un important harmonique d'ordre deux, il s'avérerait indispensable de prévoir un réseau de suppression de celui-ci. Dans ce but, un adaptateur et un pont en double T centré sur 10 KHz font suite à l'amplificateur différentiel.

Le signal attaque enfin un second amplificateur sélectif semblable au premier et précédé d'un dispositif de réglage du gain de la chaîne et d'atténuation.

III-4-3 Circuits de détection et de mesure

La mesure du courant basse fréquence injecté dans l'échantillon se fait aux bornes d'une résistance étalon placée en série avec celui-ci. Le signal qui en est issu est amplifié et détecté par un pont de diode dans lequel est inséré un galvanomètre.

Une mesure de la tension alternative à la sortie de l'amplificateur sélectif de sortie est aussi réalisée dans le but principal d'obtenir le zéro en l'absence de champ magnétique.

Enfin, un système détecteur de phase (ou détecteur synchrone) alimenté, d'une part par le deuxième amplificateur sélectif et, d'autre part par une tension de référence, permet de mesurer la composante du signal en phase avec le courant de Corbino et d'éliminer le bruit et donne un signal continu de sortie de signe dépendant du type du semiconducteur étudié. Son principe de fonctionnement est le suivant. Deux tensions égales et en opposition de phase, images du signal à mesurer, sont appliquées respectivement sur les deux collecteurs de transistors fonctionnant en interrupteurs presque parfaits et commandés par des signaux carrés en opposition de phase, appliqués sur leur base. La fonction de transfert F de l'interrupteur, d'amplitude A et de période $T = \frac{2\pi}{\omega}$ peut se décomposer en série de Fourier sous la forme suivante :

$$F = \frac{A}{2} + \frac{2A}{\pi} \left(\sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3 \omega t + \dots \right)$$

Le signal à mesurer étant de la forme $v = V \sin (\omega t + \phi)$ et le signal de référence $v_0 = V_0 \sin \omega t$, à la sortie du détecteur on a une tension $V_s = K.F.v$ ou :

$$V_s = K \left(\frac{A}{2} + \frac{2A}{\pi} \left(\sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3 \omega t + \dots \right) \right) (V \sin (\omega t + \phi))$$

dont la composante continue, la seule que nous mesurons, vaut $V_s = K_1 V \cos \phi$. Elle est proportionnelle à l'amplitude du signal étudié et dépend du déphasage de celui-ci par rapport à la référence. Si nous réglons la phase à $\phi = 0$ pour un semiconducteur de type p, V_s sera positif et nous aurons $\phi = \pi$ pour un semiconducteur de type n avec V_s négatif. Dans le dispositif réalisé, la tension référencée en phase est issue de l'oscillateur basse fréquence et comprend un système déphaseur analogue au précédent. Un "trigger" qui lui fait suite délivre des signaux carrés à la fréquence de travail en vue de l'attaque symétrique du détecteur synchrone.

III-5 CARACTERISTIQUES DE LA CHAÎNE D'AMPLIFICATION

III-5-1 Etude de la linéarité

La figure (9a) donne la tension de sortie en fonction de la tension d'entrée pour la chaîne d'amplification avant la détection. La linéarité du détecteur synchrone est illustrée par la figure (9b).

III-5-2 Courbe de réponse en fréquence

La courbe de la figure (10) donne la réponse en fréquence de la chaîne d'amplification avant la détection. Elle montre qu'une atténuation de plus de 50 db est obtenue pour les fréquences situées en dehors de celle de travail. Il est à remarquer que le pic inversé à la fréquence de 10 KHz est dû à la présence du filtre en double T destiné à supprimer l'harmonique deux de la fréquence de mesure.

III-5-3 Performances générales

Les gains des différents éléments de la chaîne sont indiqués dans le tableau suivant :

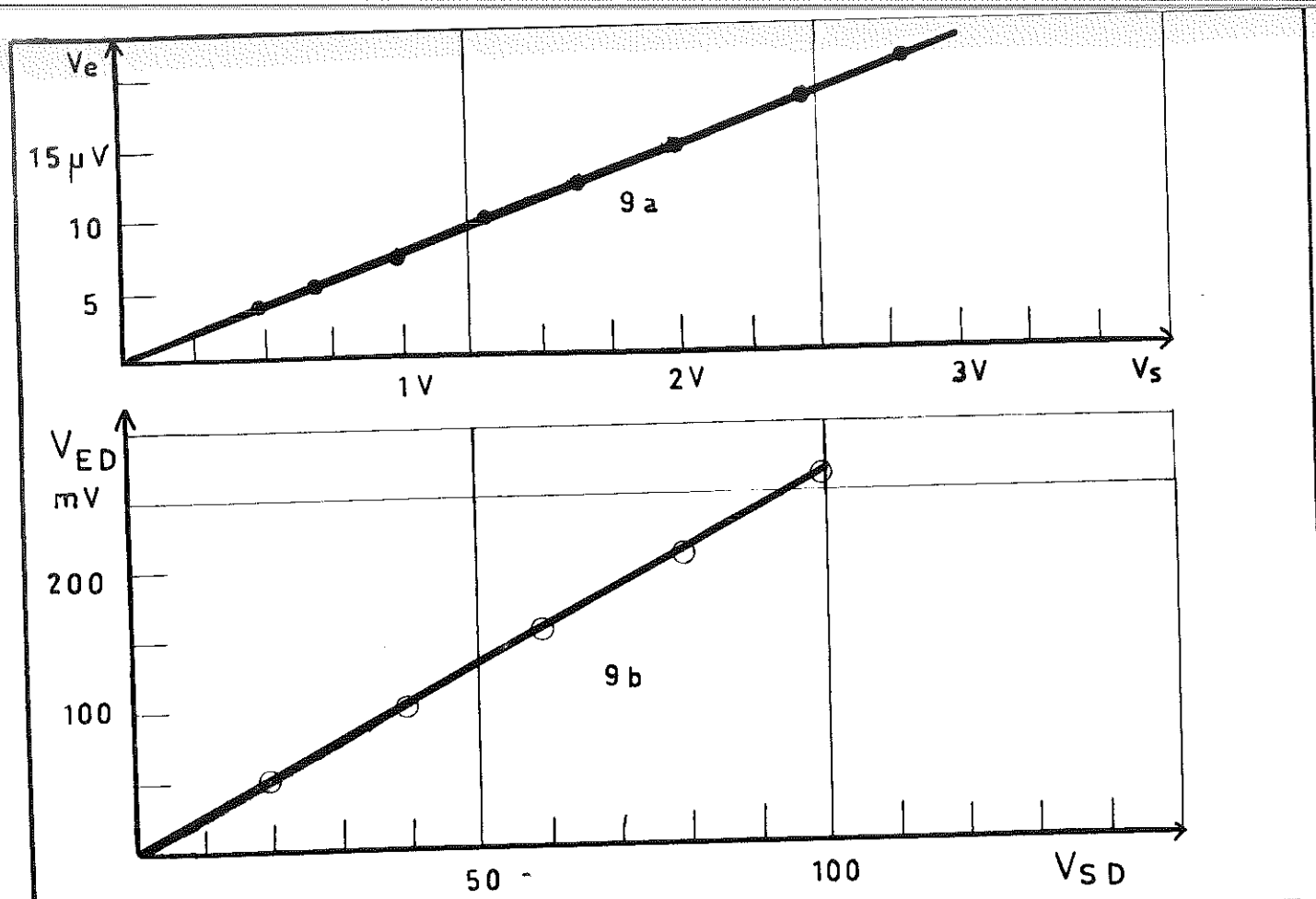


FIGURE 9 LINEARITE DE LA CHAÎNE

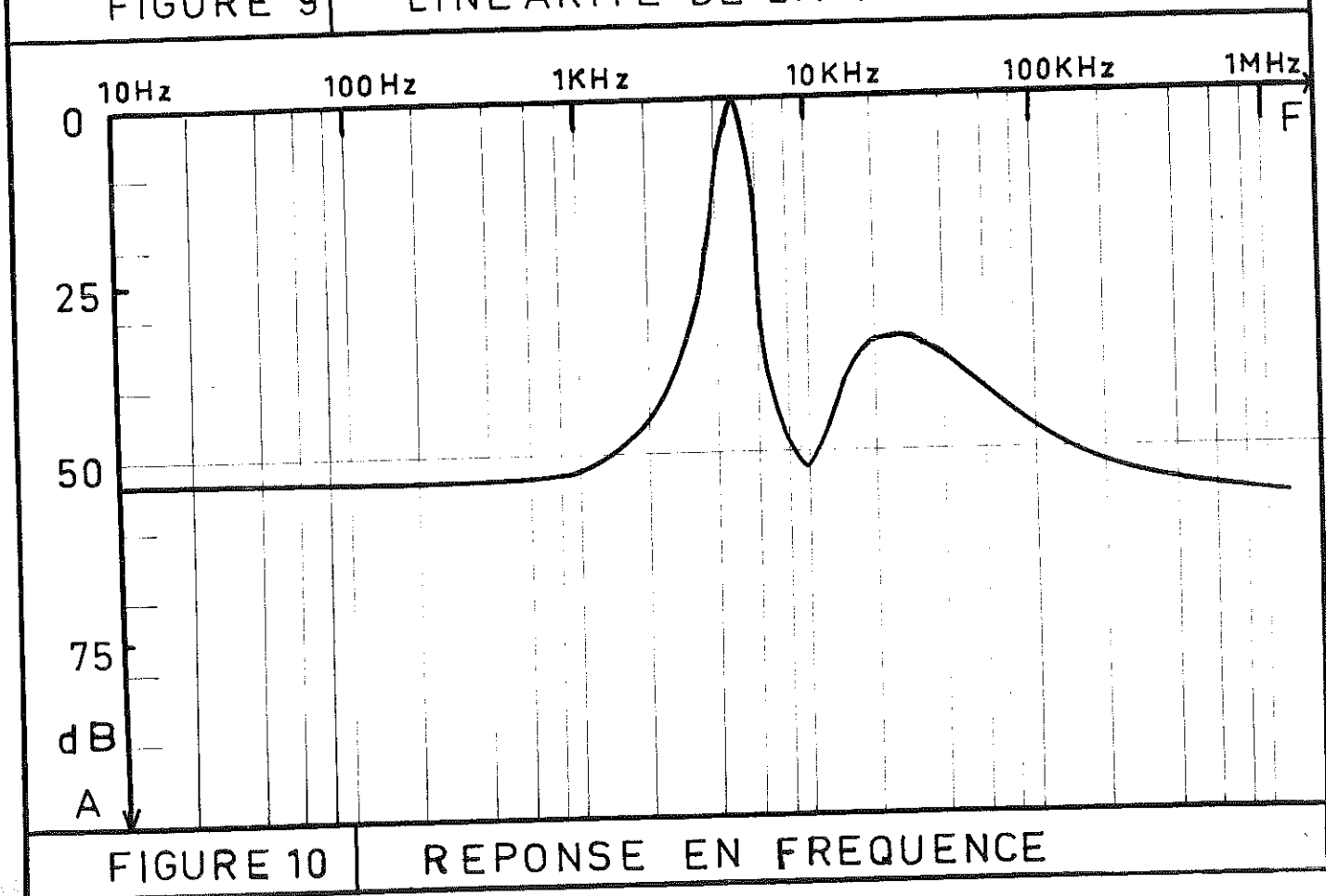


FIGURE 10 REPONSE EN FREQUENCE

	Pré-amplificateur	Amplificateur sélectif n°1	Amplificateur différentiel	Réducteur atténuateur et amplificateur sélectif n°2
Gain	30	150	15	20 en position 100 2 " 1000 $2 \cdot 10^{-1}$ " 10000 $2 \cdot 10^{-2}$ " 100000

Le gain total de la chaîne d'amplification est donc au maximum de $135 \cdot 10^4$ (gamme 100) et au minimum de $135 \cdot 10^1$ (gamme 100 000). Il est possible de déterminer le bruit de fond ramené à l'entrée, par exemple sur la gamme de mesure 100 la plus utilisée, avant la détection synchrone. A entrée court-circuitée, la tension de sortie est $V_{bs} = 7 \text{ mV}$. Donc la tension de bruit ramenée à l'entrée est la suivante :

$$V_{be} = \frac{7 \cdot 10^{-3}}{135 \cdot 10^3} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ V} \quad \text{ou} \quad \frac{1}{20} \mu \text{ V}$$

Or, la détection de phase élimine une partie du bruit qui accompagne le signal à mesurer. Nous avons ainsi trouvé une réduction de cette tension par un facteur d'environ 1,4. Ceci nous conduit à modifier comme suit les valeurs de V_{be} et V_{bs}

$$V'_{be} = \frac{5 \cdot 10^{-8}}{1,4} = 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ V} \quad \text{ou} \quad 3,5 \cdot 10^{-2} \mu \text{ V}$$

$$V'_{bs} = \frac{7}{1,4} = 5 \text{ mV}$$

Il est alors possible de déterminer les limites inférieures des valeurs de mobilité mesurables avec l'appareil, compte tenu du fait que la pleine échelle de la gamme 1000 correspond à 260 mV, le champ ma-

gnétique étant de 5 Kgauss et le courant injecté de 1 mA. En considérant un rapport signal/bruit de 1, pour un courant d'injection de 1 mA, nous obtenons une mobilité de $20 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et, pour un courant de 10 mA, une mobilité de $2 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Il est à remarquer qu'il y a une limitation dans la valeur du courant d'injection si l'on veut éviter l'échauffement de la couche étudiée. En fait, ces valeurs minimum ne peuvent pas toujours être atteintes en raison des dérives dues aux fluctuations de la résistance de contact métal-semiconducteur.

CHAPITRE IV

MESURES PRELIMINAIRES

IV-1 ETALONNAGE DU PORTE-ECHANTILLON

IV-1-1 Méthode de calcul de l'inductance mutuelle

Nous avons vu au § 2.3 que la détermination de la mobilité de Hall nécessitait la connaissance de l'inductance mutuelle entre la bobine et le disque de Corbino. Nous proposons alors une méthode de calcul approché qui permet d'obtenir le coefficient d'étalonnage de l'appareil. Pour effectuer ce calcul, nous faisons appel à la formule de Neumann (3).

La mutuelle inductance M entre deux spires circulaires coaxiales (C_1) et (C_2) situées à la distance d , de rayons s et r a l'expression suivante, ρ étant le rayon vecteur.

$$M = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{(C_1)} \int_{(C_2)} \frac{d\vec{l}_1 \cdot d\vec{l}_2}{\rho}$$

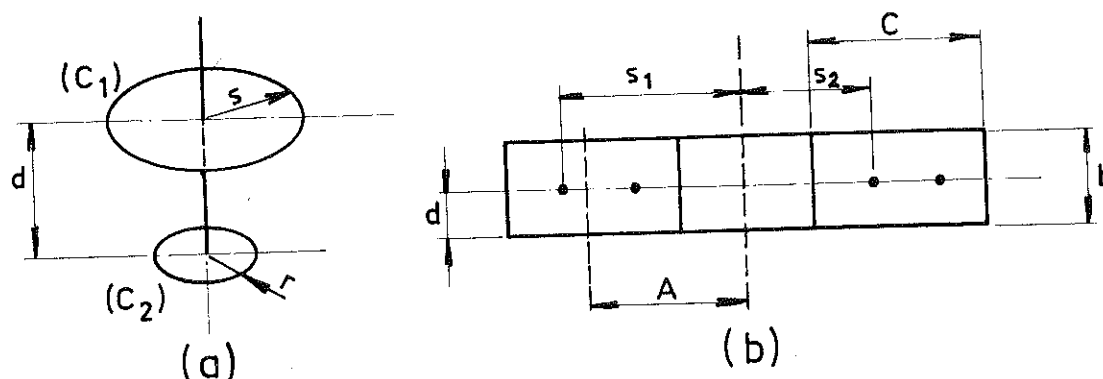


Figure 11 - Inductance mutuelle entre la bobine et le disque

En effectuant une première intégration et un changement de variable, il vient :

$$M = \mu_0 \cdot s \cdot r \cdot \int_0^\pi \frac{\cos \alpha \, d\alpha}{\rho}$$

Or
$$\rho = (r^2 + s^2 - 2 r s \cos \alpha + d^2)^{1/2}$$

Donc
$$M = \mu_0 \cdot s \cdot r \cdot \int_0^\pi \frac{\cos \alpha}{(r^2 + s^2 - 2 r s \cos \alpha + d^2)^{1/2}} d\alpha \quad (1)$$

Dans la formule (1) s est le rayon d'une spire de la bobine de détection et r le rayon d'un cercle du disque de Corbino dont la valeur est située entre r_0 le rayon du contact central, et R le rayon du contact annulaire. Le flux élémentaire $d\phi$ envoyé par le courant de Corbino élémentaire dI_c est :

$$d\phi = M \, dI_c$$

En reprenant les notations et les résultats énoncés au § 2.2.2, il vient :

$$dI_c = J_\theta \, w \, dr = I_r \frac{\mu_H B \cdot dr}{2\pi r}$$

Donc
$$d\phi = \frac{\mu_0 I_r s \mu_H B}{2\pi} \int_0^\pi \frac{\cos \alpha}{(r^2 + s^2 - 2 r s \cos \alpha + d^2)^{1/2}} d\alpha \, dr$$

Le flux ϕ envoyé par la totalité des courants circulaires est alors :

$$\phi = \frac{\mu_0 I_r s \mu_H B}{2 \pi} \int_0^\pi \int_{r_0}^R \frac{\cos \alpha}{(r^2 + s^2 - 2 r s \cos \alpha + d^2)^{1/2}} da dr$$

En faisant une intégration de cette expression par rapport à la variable r , on obtient :

$$\phi = \frac{\mu_0 I_r s \mu_H B}{2 \pi} \int_0^\pi \cos \alpha \operatorname{Log} \frac{(R^2 + s^2 - 2 R s \cos \alpha + d^2)^{1/2} + R - s \cos \alpha}{(r_0^2 + s^2 - 2 r_0 s \cos \alpha + d^2)^{1/2} + r_0 - s \cos \alpha} da$$

L'intégrale ci-dessus n'étant pas calculable par les relations classiques, nous utiliserons une méthode graphique pour déterminer sa valeur numérique. Afin d'évaluer le flux envoyé par le disque dans les N spires de la bobine, nous employons une méthode approchée, la méthode de Lyle (8) qui consiste à remplacer les N spires de la bobine par deux séries de spires équivalentes de rayons s_1 et s_2 que nous allons déterminer. Si A est le rayon moyen de la bobine et b et c les dimensions de la section transversale, nous avons (voir figure 11) :

$$s_1 = t + \delta \quad s_2 = t - \delta$$

$$\text{Avec } t = A \left(1 + \frac{b^2}{24 A^2} \right) \quad \text{et} \quad \delta^2 = \frac{c^2 - b^2}{12}$$

Le flux total ϕ dans la bobine de détection est alors :

$$\phi = \frac{\mu_0 I_r \mu_H B N}{2 \pi} \left(s_1 \int_0^\pi \cos \alpha f_1(\alpha) d\alpha + s_2 \int_0^\pi \cos \alpha f_2(\alpha) d\alpha \right)$$

Avec

$$f_1(\alpha) = \operatorname{Log} \frac{(R^2 + s_1^2 - 2 R s_1 \cos \alpha + d^2)^{1/2} + R - s_1 \cos \alpha}{(r_0^2 + s_1^2 - 2 r_0 s_1 \cos \alpha + d^2)^{1/2} + r_0 - s_1 \cos \alpha}$$

Et $f_2(\alpha)$ une expression analogue obtenue en remplaçant s_1 par s_2 . Nous poserons également $g(\alpha) = \cos \alpha f(\alpha)$.

La tension induite dans la bobine à la fréquence $F = \frac{\omega}{2\pi}$ est en sortie : $V_c = G \omega \Phi$, G étant le gain de la chaîne de mesure.

$$\text{Donc } V_c = \frac{G \omega \mu_o I_r \mu_H B N}{4 \pi} \left(s_1 \int_0^{\pi} g_1(\alpha) d\alpha + s_2 \int_0^{\pi} g_2(\alpha) d\alpha \right) \quad (2)$$

Il apparaît donc que la tension induite dans la bobine est proportionnelle à la fréquence, au courant radial, à l'induction magnétique et à la mobilité de Hall, du moins dans des domaines que nous délimiterons.

Nous pouvons alors définir un coefficient K_o d'étalonnage en ne tenant compte, dans l'expression (2), que des quantités variables :

$$V_c = K_o I_r \mu_H B \quad (3)$$

$$\text{Avec } K_o = \frac{G \omega \mu_o N}{4 \pi} \left(s_1 \int_0^{\pi} g_1(\alpha) d\alpha + s_2 \int_0^{\pi} g_2(\alpha) d\alpha \right) \quad (4)$$

Nous allons déterminer la valeur numérique de K_o en calculant tout d'abord s_1 et s_2 et les intégrales

$$\int_0^{\pi} g_1(\alpha) d\alpha \quad \text{et} \quad \int_0^{\pi} g_2(\alpha) d\alpha$$

Les données numériques concernant la bobine utilisée sont les suivantes :

$$A = 3,825 \text{ mm} \quad b = 1,50 \text{ mm} \quad c = 3,35 \text{ mm}$$

Il vient alors : $t = 3,85$ et $\delta = 0,8647$

Donc $s_1 = 4,715 \text{ mm}$ $s_2 = 2,985 \text{ mm}$

Et $d = 0,9 \text{ mm}$ $r_o = 0,5 \text{ mm}$ $R = 6,75 \text{ mm}$

Le tableau suivant donne les valeurs des fonctions $g_1(\alpha)$ et $g_2(\alpha)$ pour des valeurs de α comprises entre 0 et π .

α	0	$\frac{\pi}{8}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{3\pi}{8}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{5\pi}{8}$	$\frac{3\pi}{4}$	$\frac{7\pi}{8}$	π
$g_1(\alpha)$	3,601	2,218	1,105	0,476	0	-0,3475	-0,591	-0,732	-0,778
$g_2(\alpha)$	3,92	2,75	1,49	0,624	0	-0,423	-0,766	-0,95	-1,015

Les courbes de la figure (12) donnent les variations de $g_1(\alpha)$ et de $g_2(\alpha)$ dans l'intervalle $(0, \pi)$. Il est possible de calculer graphiquement les valeurs de ces fonctions. Nous obtenons :

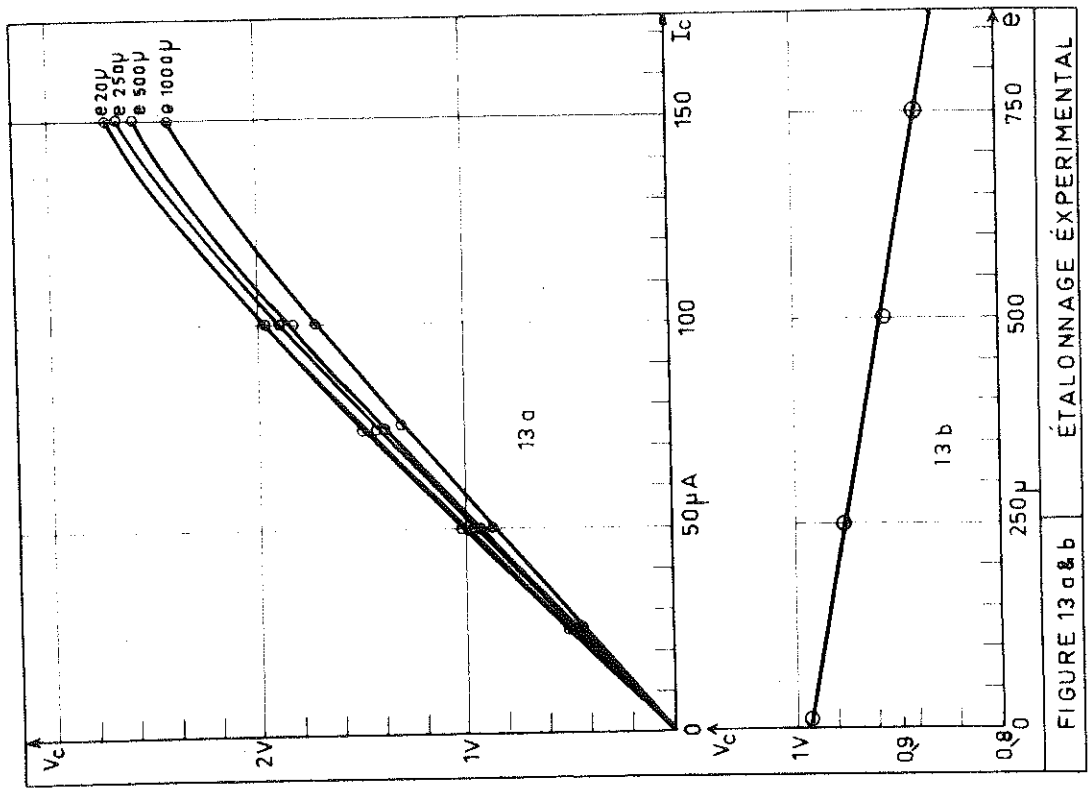
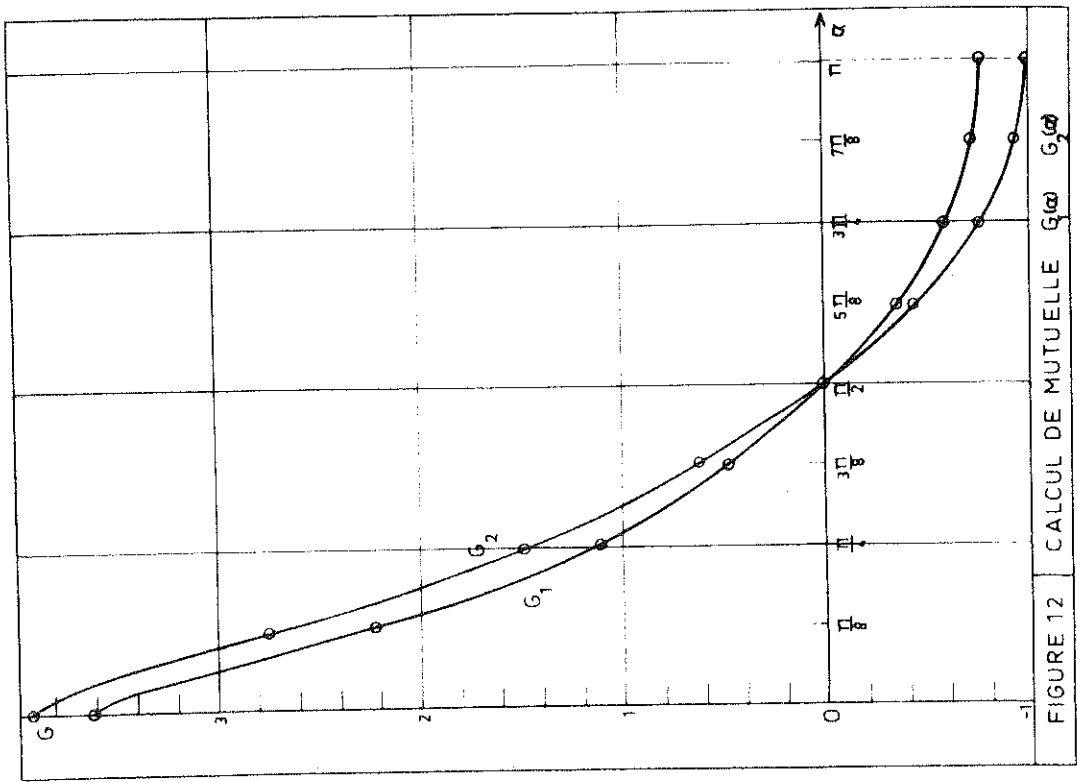
$$g_1(\alpha) = 1,3264$$

$$g_2(\alpha) = 1,5536$$

Nous pouvons finalement en déduire la valeur de K_o , sachant que

$$G = 135 \text{ 000} \quad N = 1040 \quad F = 5 \text{ KHz} \quad \mu_o = 4 \pi \cdot 10^{-7}$$

$$K_o = \frac{135 \text{ 000} \cdot 5 \cdot 10^3 \cdot 4 \pi \cdot 10^{-7} \cdot 1040}{2} (4,715 \cdot 1,3264 + 2,985 \cdot 1,5536) \cdot 10^{-3}$$



$$K_0 = 4\ 800 \quad (\text{dans le système M K S A})$$

Il est à remarquer que cette valeur K_0 a été calculée dans le cas d'un disque d'épaisseur pratiquement nulle (couche mince déposée sur un substrat électriquement passif)

IV-1-2 Méthode expérimentale

Nous pouvons également déterminer le coefficient d'étalonnage par une méthode expérimentale dérivée de l'expérience d'Adams (9). L'opération consiste à alimenter en courants circulaires un disque métallique de rayons r_e et r_i en découpant un petit secteur du disque et en plaçant deux connexions de résistance négligeable. Dans ces conditions, on montre que la densité de courant dans le disque est inversement proportionnelle au rayon, ce qui correspond à la distribution des courants tangentiels de l'effet Corbino (voir les relations du § 2.2.2). Connaissant le courant circulaire injecté I_c et la tension induite en sortie V_c , nous pouvons déterminer le coefficient d'étalonnage K . En effet, si nous reprenons la relation (6) du § 2.2.2 et la relation (3) du § 4.1.1, nous avons :

$$I_c = \frac{I_r}{2\pi} \mu_H B \operatorname{Log}_e \frac{r_e}{r_i}$$

$$V_c = K I_r \mu_H B$$

Donc

$$K = \frac{V_c}{I_c} \frac{\operatorname{Log}_e \frac{r_e}{r_i}}{2\pi}$$

Nous utilisons également cette méthode pour faire intervenir l'épaisseur du disque. Sur la figure (13a), nous avons reporté la tension induite en sortie V_c en fonction du courant circulaire I_c pour des disques d'épaisseurs 1000 μ , 500 μ , 250 μ et 20 μ .

L'écart par rapport à la loi linéaire dans le domaine des forts courants est dû à la saturation des étages de sortie. Sur la figure (13b) nous avons reporté la tension de sortie pour un courant de 50 μ A en fonction de l'épaisseur. La loi obtenue peut être considérée en première approximation comme linéaire. Pour une épaisseur tendant vers zéro, nous pouvons définir un coefficient k_o qui est tel que :

$$k_o = \frac{(V_c)_o}{I_c} \frac{\text{Log}_e \frac{r_e}{r_i}}{2 \pi} = \frac{1035 \cdot 10^{-3} \cdot 2,3 \cdot 0,544}{50 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \pi}$$

$$k_o = 4125 \text{ (M K S A)}$$

Ce coefficient k_o est relatif à un contact intérieur de diamètre 4 mm. Un diamètre supérieur à celui habituellement utilisé a en effet été choisi afin d'avoir une meilleure distribution de courants dans le disque pour cette expérience particulière. Expérimentalement, en comparant les tensions obtenues pour des contacts centraux de 4 mm et 1 mm, il a été possible de déterminer K'_o le coefficient d'étalonnage relatif à un échantillon très mince.

$$K'_o = 4125 \frac{(V_c)_1}{(V_c)_4} = 4125 \frac{580}{545}$$

$$K'_o = 4400 \text{ (M K S A)}$$

IV-1-3 Valeur pratique du coefficient d'étalonnage

Des résultats obtenus par les deux méthodes précédentes, il est possible de déduire une valeur moyenne du coefficient d'étalonnage K_o relatif aux échantillons minces (dépôts de quelques microns).

Il vient :

$$K_0 = 4600 \text{ (M K S A)}$$

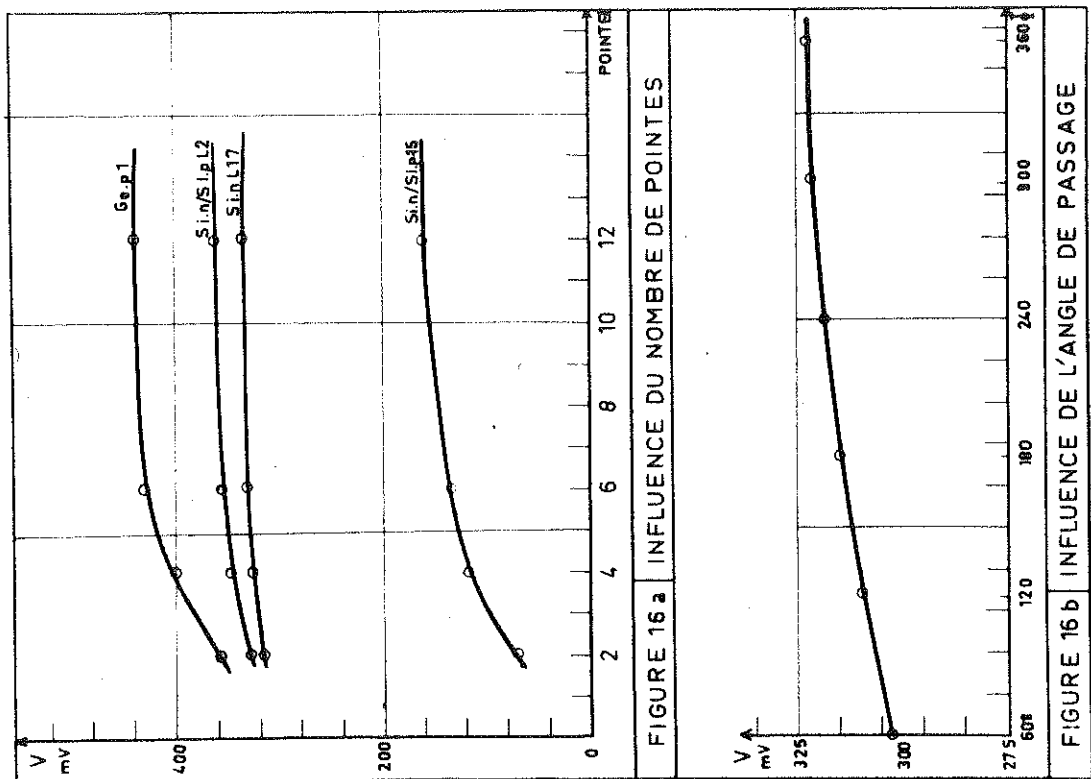
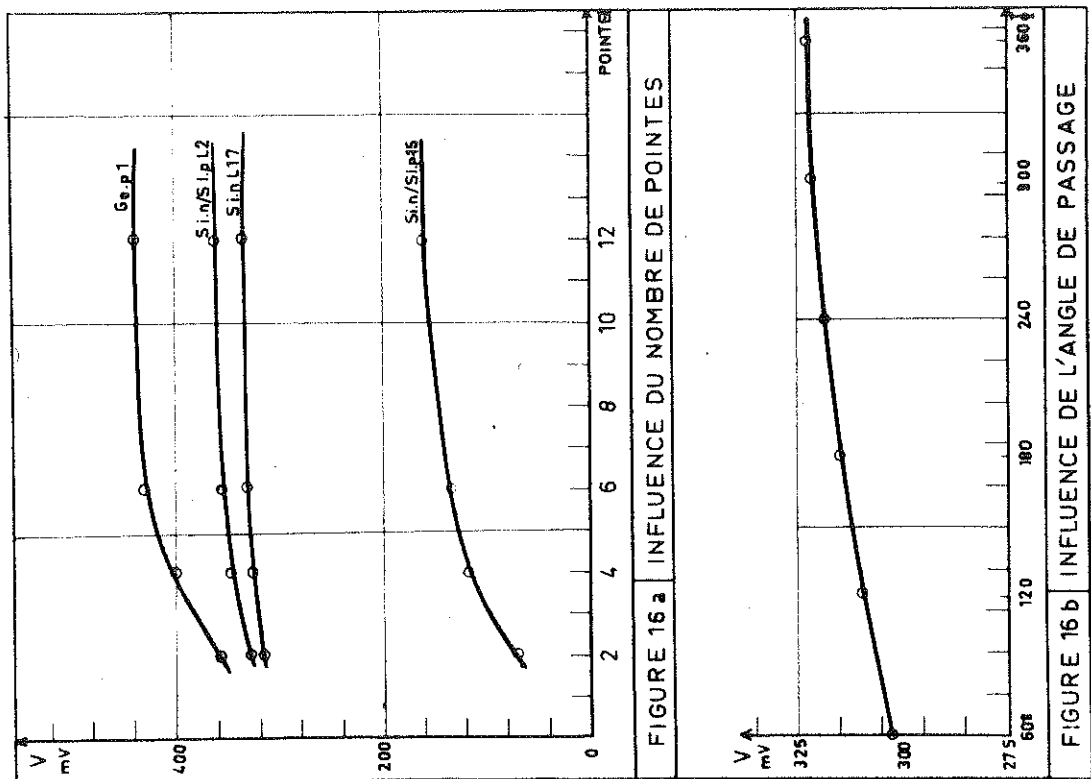
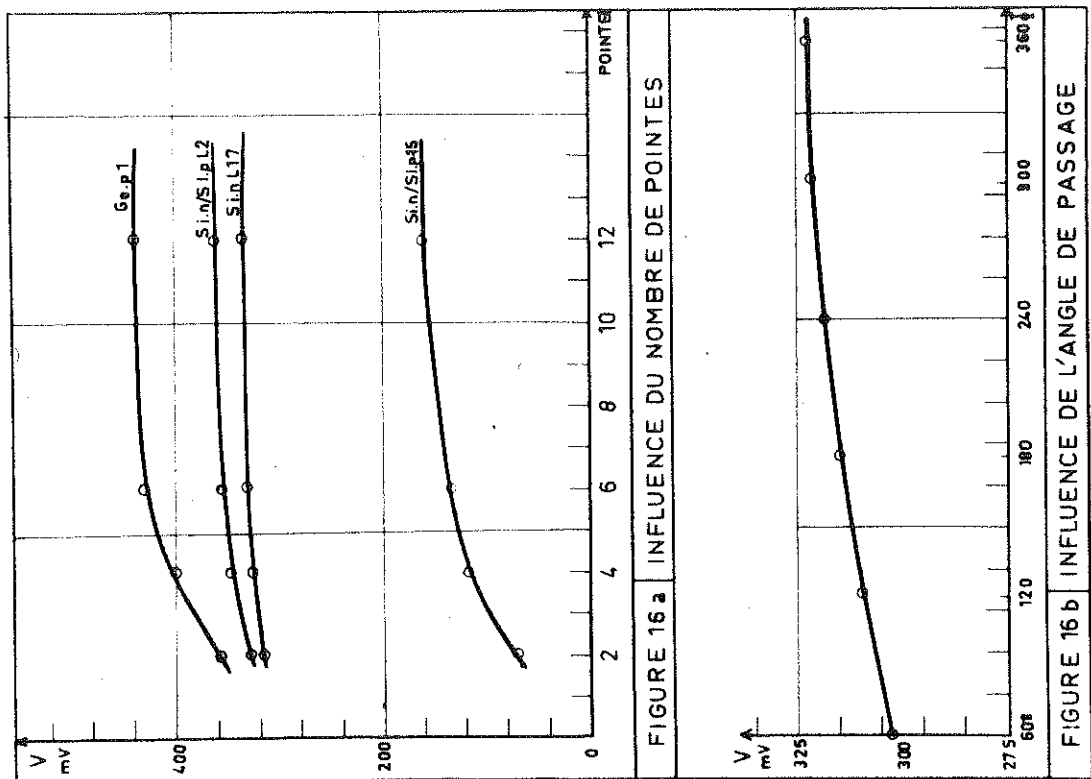
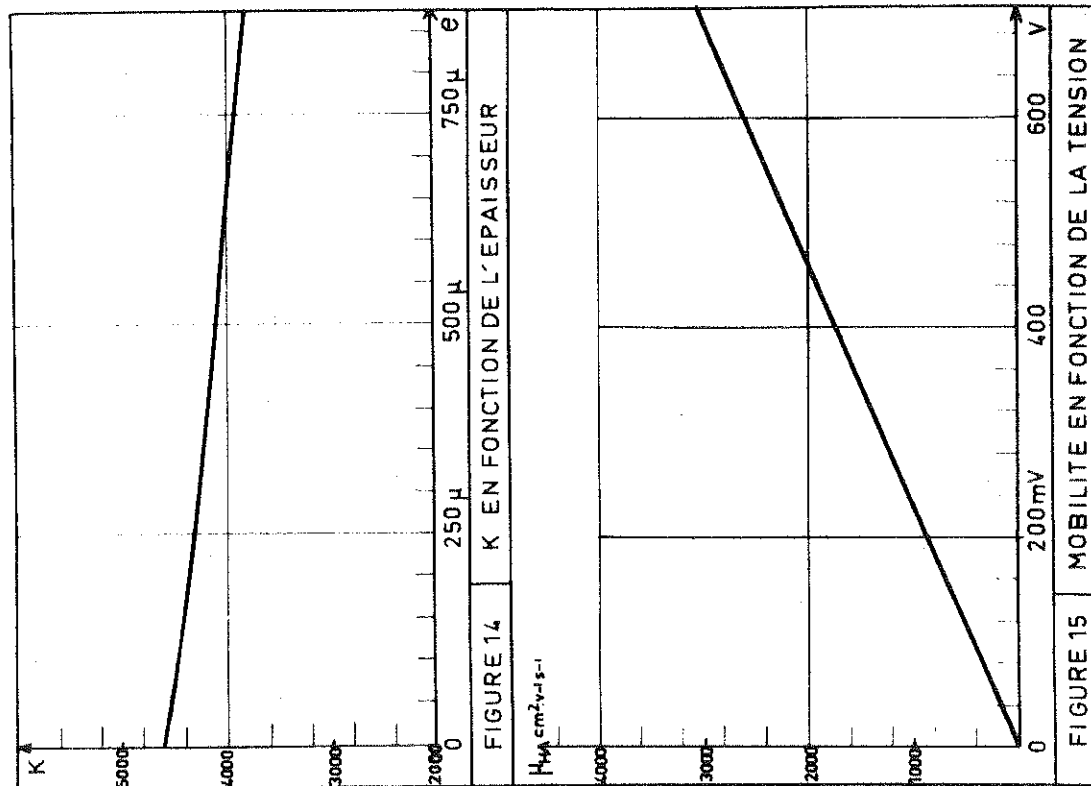
Pour le matériau massif, il serait possible de s'affranchir, dans une grande mesure, de l'épaisseur de l'échantillon en augmentant la paroi du flasque de la bobine, situé contre le disque. Néanmoins, cela entraînerait une perte de sensibilité qui pourrait être fâcheuse dans le cas de dépôts à mobilité peu élevée.

Les considérations précédentes et les résultats du § 4.1.2 permettent de donner les variations du coefficient d'étalonnage K avec l'épaisseur de l'échantillon, ce qui est illustré par la figure (14).

Pour les dépôts semiconducteurs minces il est possible d'obtenir directement la mobilité de Hall en fonction de la tension alternative de sortie, sans faire intervenir l'épaisseur. Ainsi, la figure (15) permet cette détermination pour un courant injecté de 1 mA et une induction magnétique de 5 Kgauss. Dans l'appareil construit, l'opération est également effectuée et le galvanomètre du détecteur synchrone est étalonné directement en mobilité.

1V-1-4 Comparaison avec d'autres méthodes

Afin de vérifier la validité de notre étalonnage et de comparer les résultats obtenus par la méthode que nous avons décrite avec les méthodes classiques connues, des mesures de mobilité de Hall ont été effectuées sur un certain nombre d'échantillons massifs et de dépôts épitaxiaux. Nous avons utilisé la méthode de Van der Pauw (10) et la méthode de l'échantillon rectangulaire. Rappelons brièvement le principe de ces méthodes.



Dans l'expérience de Van der Pauw, quatre points de contacts ohmiques sont disposés sur le pourtour de l'échantillon, en général d'une manière symétrique. Pour la mesure de la constante de Hall, le courant I est injecté par deux contacts non suivants et la tension de Hall V_H est mesurée entre les deux autres points. Pour la mesure de la résistivité, le courant I est injecté entre deux contacts suivants et la tension, mesurée entre les deux autres contacts. Les valeurs de la résistivité et du coefficient de Hall s'obtiennent par les relations qui suivent :

$$\rho = \frac{\pi w}{\log 2} \cdot \frac{V}{I} \quad \text{et} \quad R_H = \frac{V_H}{I} \cdot \frac{w}{B}$$

De ces expressions, on déduit la valeur de la mobilité de Hall

$$\mu_H = \frac{V_H}{I} \cdot \frac{w}{B} \cdot \frac{1}{\rho}$$

Dans la méthode de l'échantillon rectangulaire, on utilise une relation analogue. On doit mentionner seulement que, dans cette géométrie, le rapport longueur/largeur de l'échantillon doit être supérieur ou égal à trois pour éviter l'effet de court-circuit de la tension de Hall par les électrodes d'amenée du courant.

Le tableau suivant donne comparativement les valeurs de mobilité de Hall obtenues pour différents échantillons de germanium, de silicium et d'arseniure de gallium. Les mesures par la méthode décrite utilisant la structure de Corbino, ont été généralement faites par simple pression sur les échantillons d'origine. Dans les mesures par la méthode de Van der Pauw, il a été nécessaire de réaliser des points de contact ohmiques. Pour cela, des évaporations sous vide ont été effectuées : d'aluminium pour le silicium p, d'or-antimoine pour le silicium n, d'antimoine pour le germanium n et d'indium pour le germanium p. Des recuits ont été ensuite réalisés à diverses températures. Enfin, des fils de connexions ont été soudés par thermocompression ou à l'aide de peinture d'argent.

Echantillons	Mobilité de Hall en $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$		
	Méthode de Van der Pauw	Méthode de Corbino	Méthode de l'échantil- lon rectan- gulaire
Germanium massif n $e = 550 \mu$	3155	3080	
Germanium massif p $e = 800 \mu$	2140	2250	
Germanium dépôt n/p $e = 15 \mu$	1175	1240	
Silicium massif n $e = 400 \mu$	900	910	
Silicium massif n $e = 350 \mu$	1700	1620	
Silicium massif p $e = 350 \mu$	350	365	
Silicium dépôt n/p $e = 14 \mu$	1400	1480	
Arseniure de Gallium n sur Germanium $e = 8 \mu$		480	475
Arseniure de Gallium n sur Germanium $e = 7 \mu$		500	480

Dans la méthode de Van der Pauw, le calcul de la mobilité de Hall implique la connaissance de la résistivité ou de la résistance et il est parfois difficile de définir une valeur de résistivité sur des échantillons qui présentent des gradients importants de conductivité. Une autre difficulté dans cette méthode provient de l'erreur introduite par la non ponctualité des contacts ohmiques ; cette erreur devient assez importante sur les échantillons de diamètres restreints.

IV-2 ROLE DE CERTAINS PARAMETRES DE MESURE

IV-2-1 Influence du nombre de pointes et de l'angle de passage du courant

Dans l'appareil de mesure réalisé, un certain nombre de pointes équiréparties sur un cercle ont été substituées au contact annulaire de la méthode antérieurement décrite. Il semble donc nécessaire d'étudier l'influence du nombre de pointes disposées. Les courbes de la figure (16a), relatives à des échantillons de silicium massif, de dépôts épitaxiaux de silicium, de germanium massif, montrent que le maximum de la tension de sortie est rapidement obtenu, en général à partir de 6 pointes équiréparties sur la circonférence. Nous avons pu vérifier, également, le fait que la tension obtenue avec le contact annulaire complet était du même ordre de grandeur que ce maximum. Il serait donc possible d'envisager une tête de mesure beaucoup plus miniaturisée avec un nombre restreint de pointes ; cela permettrait d'opérer sur des échantillons de dimensions beaucoup plus réduites.

Il peut paraître également intéressant d'étudier l'influence de l'angle de passage du courant radial sur la valeur de la tension mesurée. Expérimentalement, nous avons fait varier cet angle en masquant simplement un certain nombre de pointes. La courbe de la figure (16b) donne la tension détectée en fonction de l'angle de passage pour un échantillon de silicium et montre que les variations sont très faibles. Il apparaît donc que, si un secteur du disque ne participe pas à la conduction, l'erreur qui peut en résulter est relativement réduite.

IV-2-2 Influence de la forme et de l'épaisseur de l'échantillon

Nous avons réalisé une tête de mesure prévue pour des échantillons supposés circulaires et de diamètre de 15 mm. On peut alors se demander s'il est possible d'effectuer des caractérisations sur des échantillons de diamètre supérieur, ou même, sur des échantillons de forme quelconque. Pour cela, des mesures ont été réalisées, d'une part sur des pastilles d'origine et, d'autre part sur les mêmes pastilles après réduction du diamètre à 15 mm, à l'aide d'une attaque sélective (avec le silicium, par exemple, le mélange 1 H F , 3 H N O₃ a été utilisé). Le tableau suivant donne les résultats obtenus.

Echantillon	Diamètre initial	Tension de sortie	Diamètre final	Tension de sortie
Si n L 20	22 mm	200 mV	15 mm	200 mV
Si n U 51	21,5 mm	298 mV	15 mm	300 mV
Ge p F 800	23 mm	290 mV	15 mm	280 mV
Ge p F 600	Ellipse tronquée	470 mV	15 mm	475 mV

Les résultats montrent donc que la méthode est applicable à des échantillons de forme quelconque, les écarts observés étant de l'ordre de grandeur des incertitudes qui peuvent affecter ces mesures.

Nous avons également étudié l'influence de l'épaisseur de la pastille dans le cas du matériau massif, par un processus similaire d'attaque sélective. Les résultats obtenus confirment l'étude expérimentale du § 4.1.2 et les valeurs du coefficient d'étalonnage en fonction de l'épaisseur.

IV-2-3 Etude des domaines de linéarité

Il est nécessaire de vérifier que la tension détectée V_c est linéaire en fonction de la fréquence, du courant primaire radial et de l'induction magnétique, pour justifier de l'emploi de la relation énoncée dans le § 4.1.1 :

$$V_c = K.F.I_r \mu_H B$$

Les droites de la figure (17) indiquent que la tension détectée est linéaire avec la fréquence dans le domaine choisi. Il est nécessaire de se placer assez loin de la fréquence propre de résonance de la bobine.

La linéarité en fonction du courant primaire radial est mise en évidence par les droites de la figure (18) tracées pour quelques échantillons de silicium, de germanium et d'arseniure de gallium. Il est nécessaire de limiter la valeur du courant injecté, afin qu'il n'y ait pas échauffement de l'échantillon, cet effet entraînant généralement une diminution de la mobilité de Hall. D'autre part, pour les dépôts semiconducteurs sur supports non isolants, le fait de travailler avec des courants relativement élevés pourrait introduire une erreur importante, par suite des courants de fuite dans le substrat.

Les courbes de la figure (19) montrent que, dans la plupart des cas, il y a proportionnalité entre l'induction magnétique et la tension détectée. Néanmoins, d'autres études entreprises dans le paragraphe qui suit, permettent de déterminer l'importance de la grandeur et du sens du champ magnétique, dans le cas de certaines couches minces.

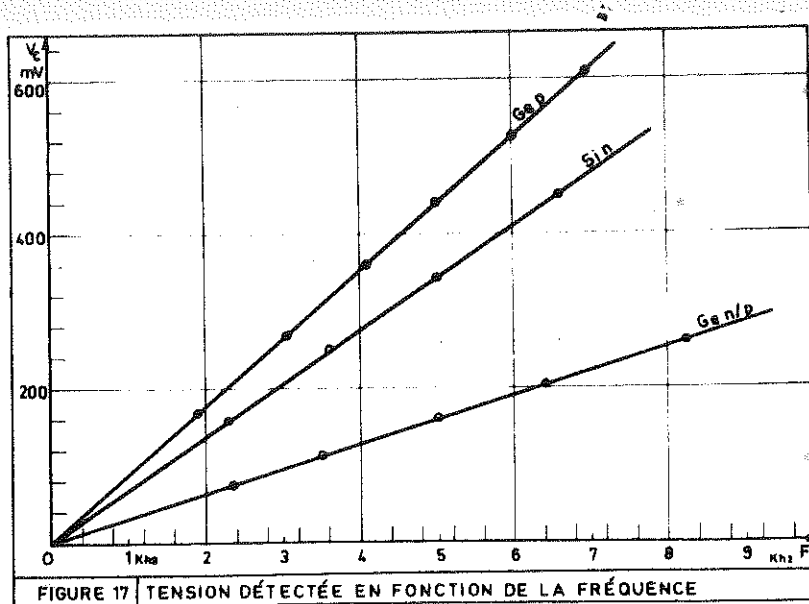


FIGURE 17 TENSION DÉTECTÉE EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE

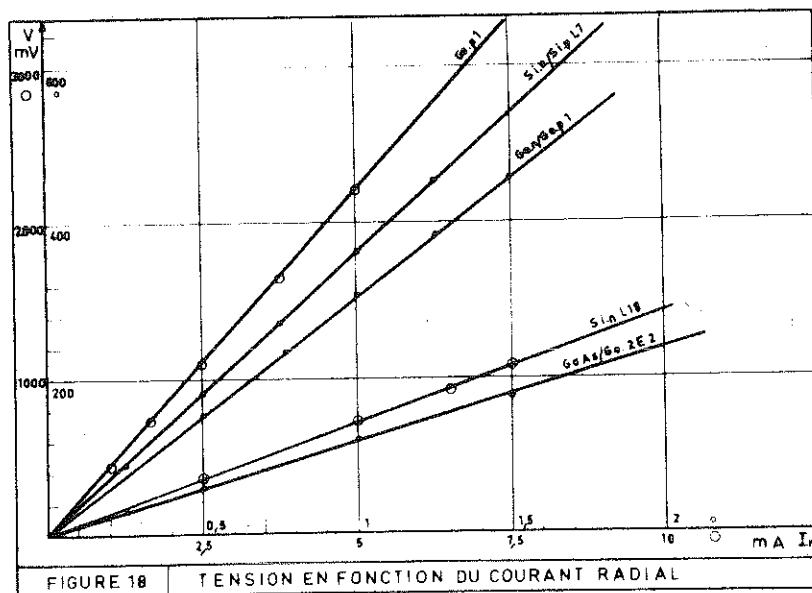


FIGURE 18 TENSION EN FONCTION DU COURANT RADIAL

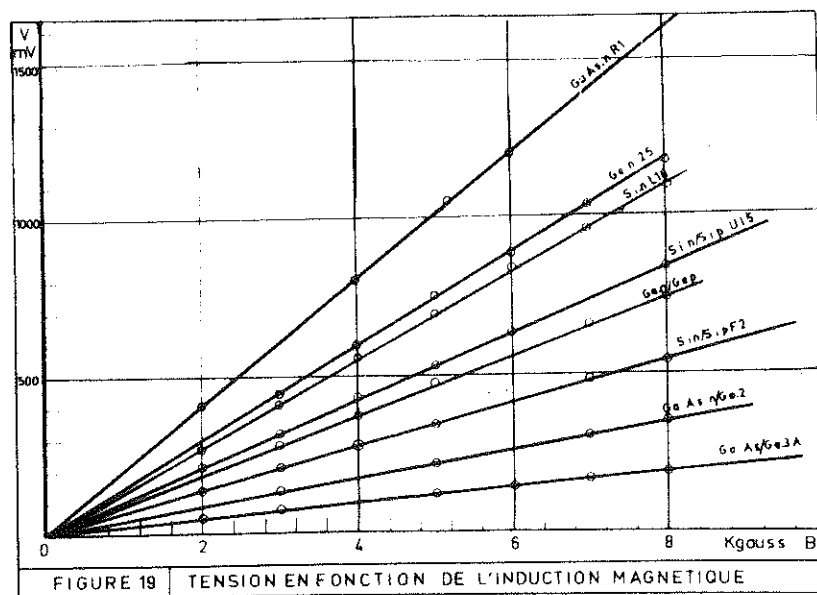


FIGURE 19 TENSION EN FONCTION DE L'INDUCTION MAGNÉTIQUE

IV-2-4 Influence des inhomogénéités

Les inhomogénéités peuvent se présenter sous des formes variées. On peut avoir des gradients de résistivité très importants, des trous, des taux élevés de dislocations, etc... A cause d'un gradient très important de résistivité, une partie de l'échantillon peut ne pas participer (ou participer très faiblement) à la conduction. En supposant, pour simplifier, qu'un secteur du disque est exclu de la conduction, il est possible de voir en se reportant à la courbe de la figure (16), que l'erreur qui en résulte est assez faible (quelques % avec un angle de passage de 60° seulement).

Une autre cause de perturbation peut être la présence de dislocations à un taux élevé. Rappelons brièvement leur influence sur les propriétés électriques des semiconducteurs (1). Les liaisons atomiques normales étant perturbées près des dislocations, la rupture du réseau donne naissance à des liaisons libres. On est amené alors à introduire des états accepteurs liés à la présence de ces dislocations et situés à environ 0,2 eV en-dessous de la bande de conduction. L'effet est très différent selon que l'on a affaire à un semiconducteur de type p ou de type n. Dans un semiconducteur de type p, l'effet sera seulement un désordre physique dans le réseau. Dans un semiconducteur de type n, selon le modèle de Read (11), la dislocation devient une ligne de charge négative et un cylindre de charge d'espace positive environne la dislocation. La concentration en électrons de conduction est alors diminuée par le nombre d'électrons acceptés par les dislocations. Deux phénomènes réduisent la mobilité : L'effet de distorsion des lignes de courant et l'effet de diffusion d'impuretés ionisées, associées aux zones de charge d'espace. Une étude expérimentale (12) a été entreprise sur du germanium massif de type n. Pour une densité de dislocations de 10^7 à $10^8/\text{cm}^2$, les auteurs ont trouvé une réduction de la mobilité de 10 % à la température ambiante et de 45 % à 100°K , dans le cas où le courant circule perpendiculairement aux lignes de dislocations.

Il semble donc que, pour les dépôts épitaxiaux préparés par voie chimique, à taux de dislocation relativement faible, la réduction de la mobilité par ces phénomènes soit peu importante.

IV-2-5 Perturbations dues à la distorsion des lignes de courant

a) Etude théorique :

Il paraît important d'étudier l'effet des distorsions des lignes de courant dans la méthode de mesure décrite. Nous proposons un calcul simplifié de l'erreur qui pourrait résulter de ce phénomène.

Reprenons les équations et les notations du § 2.2.2. Nous supposons à présent que la densité de courant initiale $\vec{J}$ comporte une composante radiale $(J_1)_0$ et une composante circulaire $(J_2)_0$ (due aux distorsions).

$$\vec{J} = (\vec{J}_1)_0 + (\vec{J}_2)_0$$

Ecrivons la relation fondamentale (4) du § 2.2.2. pour chaque composante. Par application du champ magnétique $(\vec{J}_1)_0$ devient $\vec{J}_1$ telle que :

$$\vec{J}_1 = \sigma \vec{E}_1 - \mu_H (\vec{J}_1 \wedge \vec{B})$$

La composante radiale et la composante tangentielle s'écrivent :

$$\begin{cases} J_{1r} = \sigma E_{1r} - \mu_H J_{1\theta} B \\ J_{1\theta} = \sigma E_{1\theta} + \mu_H J_{1r} B \end{cases}$$

Or $\sigma E_{1r} = (J_1)_0$ et $\sigma E_{1\theta} = 0$

Donc

$$\begin{cases} J_{1r} = (J_1)_0 - \mu_H J_{1\theta} B & (1) \\ J_{1\theta} = \mu_H J_{1r} B & (2) \end{cases}$$

L'action sur la composante $(J_2)_0$ donne :

$$\begin{cases} J_{2r} = \sigma E_{2r} - \mu_H J_{2\theta} B \\ J_{2\theta} = \sigma E_{2\theta} + \mu_H J_{2r} B \end{cases}$$

Or $E_{2r} = 0$ et $\sigma E_{2\theta} = (J_2)_0$

Il vient donc :

$$J_{2r} = - \mu_H J_{2\theta} B \quad (3)$$

$$J_{2\theta} = (J_2)_0 + \mu_H J_{2r} B \quad (4)$$

La tension détectée dépend directement de la densité de courant J_d qui a la valeur suivante :

$$J_d = J_{1\theta} + J_{2\theta} - (J_2)_0$$

En effet, en l'absence d'induction magnétique, une compensation est effectuée.

De (4) on tire :

$$J_{2\theta} - (J_2)_0 = \mu_H J_{2r} B$$

De (1) et (2) on tire :

$$J_{1r} = (J_1)_0 - \mu_H^2 B^2 J_{1r} \quad \text{Donc} \quad J_{1r} = \frac{(J_1)_0}{1 + \mu_H^2 B^2}$$

De (3) et (4) on tire :

$$J_{2r} = - \mu_H B ((J_2)_0 + \mu_H B J_{2r}) \quad \text{Donc} \quad J_{2r} = \frac{- \mu_H B (J_2)_0}{1 + \mu_H^2 B^2}$$

A partir de J_{1r} et J_{2r} on calcule J_{10} et J_{20} et par suite :

$$J_d = \mu_H B \left(\frac{(J_1)_0}{1 + \mu_H^2 B^2} - \frac{\mu_H B (J_2)_0}{1 + \mu_H^2 B^2} \right)$$

On peut considérer que $\mu_H B \ll 1$ et écrire que :

$$J_d = \mu_H B ((J_1)_0 - \mu_H B (J_2)_0) \quad (5)$$

En l'absence de composante circulaire initiale $(J_2)_0$ on aurait :

$$J_d = \mu_H B (J_1)_0$$

Nous allons étudier particulièrement l'erreur sur la tension détectée V_c en fonction du champ magnétique.

Puisque V_c est proportionnelle à $\mu_H B$ on peut écrire que

$$\frac{\Delta V_c}{V_c} = \frac{\Delta (\mu_H B)}{\mu_H B}$$

De l'équation (5) on tire :

$$\frac{\Delta (\mu_H B)}{\mu_H B} = \mu_H B \frac{(J_2)_0}{(J_1)_0}$$

Et par suite :

$$\Delta V_c = k \frac{(J_2)_0}{(J_1)_0} \mu_H^2 B^2 \quad (6)$$

D'après ce calcul simplifié on peut conclure que l'erreur introduite par suite des distorsions des lignes de courant serait proportionnelle au rapport $\frac{(J_2)_0}{(J_1)_0}$ et au carré du produit $\mu_H B$. Dépendant du carré de l'induction B magnétique, le signe de ΔV_c ne dépend pas du sens de celle-ci. Certains auteurs (13) arrivent à une conclusion analogue ; on observe généralement dans de tels cas un mélange d'effet Hall et de magnétorésistance.

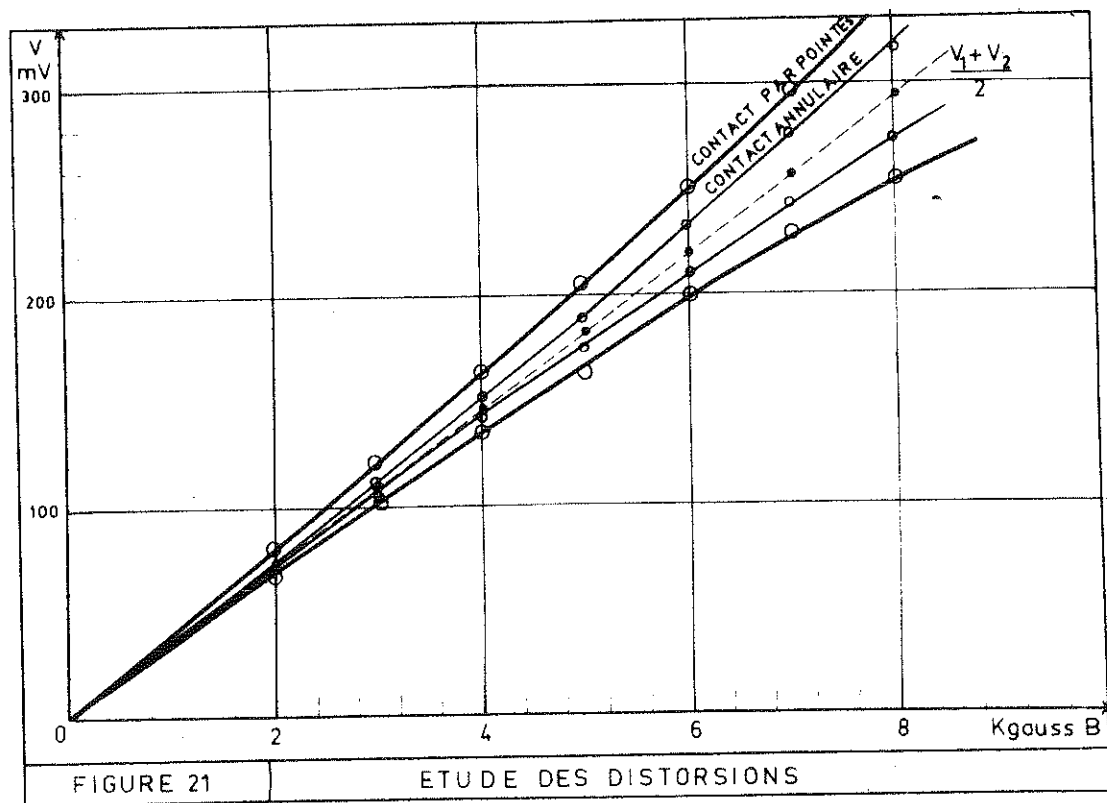
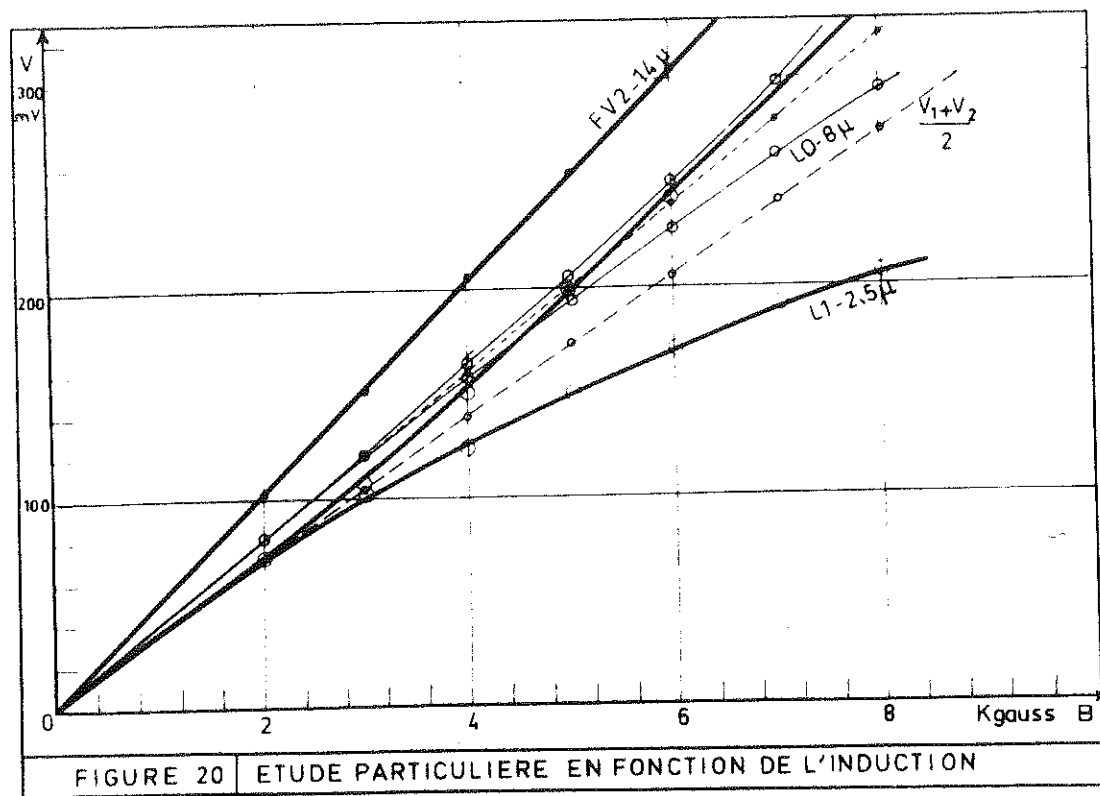
b) Etude expérimentale :

Les considérations précédentes peuvent être vérifiées, en particulier avec certains dépôts semiconducteurs. Ainsi, les courbes de la figure (20) montrent que la linéarité de la tension de sortie n'est vérifiée qu'aux faibles valeurs de l'induction. On obtient ensuite deux branches distinctes correspondant à chaque sens du champ magnétique. Si V_c est la tension de sortie, ΔV_c l'erreur introduite, comme V_c est linéaire avec B et ΔV_c dépend du carré de B , on obtient selon le sens du champ, des tensions résultantes V_1 et V_2 telle que :

$$|V_1| = V_c + \Delta V_c$$

$$|V_2| = V_c - \Delta V_c$$

En prenant la valeur moyenne $\frac{|V_1| + |V_2|}{2}$ on élimine donc l'erreur due à ces distorsions. D'ailleurs, les courbes représentant cette moyenne sont des droites, comme le montre la figure (20).



On remarque d'autre part, sur cette même figure, que le phénomène est très peu marqué pour l'échantillon d'épaisseur 14μ , apparaît pour celui de 8μ et est important pour celui de $2,5 \mu$, les résistivités de ces dépôts étant comparables. Il a été, d'autre part, possible de vérifier que ce phénomène était lié directement aux distorsions des lignes de courant. En effet, les densités de courant circulaires induisent, en l'absence de champ, une tension parasite s'ajoutant à celle due aux dissymétries. La grandeur de cette tension est en rapport direct avec l'importance du phénomène observé.

Il était également important de savoir si ces distorsions conduisaient seulement à un écart dépendant du carré de l'induction magnétique, donc facile à éliminer. Pour cela, une première mesure sur l'échantillon de 8μ a été effectuée avec un contact annulaire évaporé et une deuxième mesure, avec un contact par pression. Il est évident que, dans le second cas, le phénomène est amplifié. Les courbes de la figure (21) traduisent ce fait et elles montrent que la valeur moyenne des tensions est très sensiblement la même dans les deux expériences.

IV-3 CONSIDERATIONS SUR LES ERREURS AFFECTANT LES MESURES

La mobilité de Hall est déterminée à partir de la relation $V_c = K_o I_r \mu_H B$. Il importe donc de connaître les incertitudes qui peuvent affecter les diverses grandeurs qui entrent en jeu. Le coefficient d'étalonnage K_o a été déterminé au § 4.1.3 à partir de deux valeurs, l'une calculée, l'autre obtenue expérimentalement. La valeur de K_o calculée peut s'écrire sous la forme suivante : $K_o = k G.F.N$ où k est un coefficient purement géométrique. On peut estimer la précision sur le gain G , la fréquence F et le nombre de spires égal au %. L'erreur sur k , compte tenu des approximations, peut s'élever à 2 %. L'erreur sur K_o calculé est de l'ordre de 5 % ; il

en est de même sur K_0 expérimental. L'erreur finale est inférieure à 5 %.

Les incertitudes affectant les mesures de la tension, du courant et de l'induction, sont de l'ordre du %. L'erreur totale sur v_H est donc inférieure à 8 %.

En fait, nous pensons que dans un certain nombre de cas la précision n'est pas limitée par les appareils de mesure. La non uniformité des dépôts, et parfois leur isolement électrique imparfait, peuvent rendre difficile leur caractérisation exacte.

C H A P I T R E V

DETERMINATION DE CARACTERISTIQUES ELECTRONIQUES

V-1 GENERALITES

Des mesures préliminaires ont été effectuées sur des matériaux massifs, principalement sur du silicium et du germanium p ou n . De nombreuses mesures ont été effectuées ensuite sur des dépôts épitaxiaux de silicium et d'arséniure de gallium. Les dépôts de silicium ont été obtenus par deux voies différentes, par décomposition chimique du tétrachlorure de silicium ou du silane avec les montages de J.L. Fraimbault (14) et par évaporation sous ultra-vide. Les dépôts d'arséniure de gallium sont préparés par la méthode de transport chimique avec les montages de A. Nguyen (15).

Les couches de silicium ont été déposées, soit sur des substrats de silicium monocristallin d'orientations diverses, soit sur des supports isolants de corindon. Les couches d'arséniure de gallium ont été déposées sur des supports de germanium monocristallin. La polarité opposée du support par rapport à la couche semiconductrice a permis généralement d'isoler électriquement le dépôt. Nous avons pu constater que la possibilité, offerte par le montage en alternatif, d'adjoindre une polarisation continue, permettait d'obtenir un meilleur isolement de la couche. En effet, en l'absence de toute polarisation, une partie non négligeable du courant peut passer dans le support et ainsi fausser la mesure. On constate d'ailleurs, pour

les hétérojonctions ou les jonctions n/p ou p/n, que suivant le sens de la polarisation on mesure, soit la mobilité de la couche, soit celle du support. Le problème des courants de fuite dans de telles structures a été récemment soulevé dans la littérature (16). Les mesures de résistivité, en particulier, semblent être assez affectées par ces courants.

Quelquefois, il a été possible d'isoler la couche du support en profitant de la grande différence de résistivité qui existait. On a pu ainsi mesurer les caractéristiques électroniques de dépôts d'arséniure de gallium n sur support de germanium n. En effet, si l'on désigne par ρ_1 la résistivité du dépôt, e_1 son épaisseur et I_1 le courant le traversant, par ρ_2 , e_2 et I_2 les grandeurs correspondantes dans le substrat, on a en première approximation :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{e_1}{e_2} \frac{\rho_2}{\rho_1}$$

Dans le cas pratique où

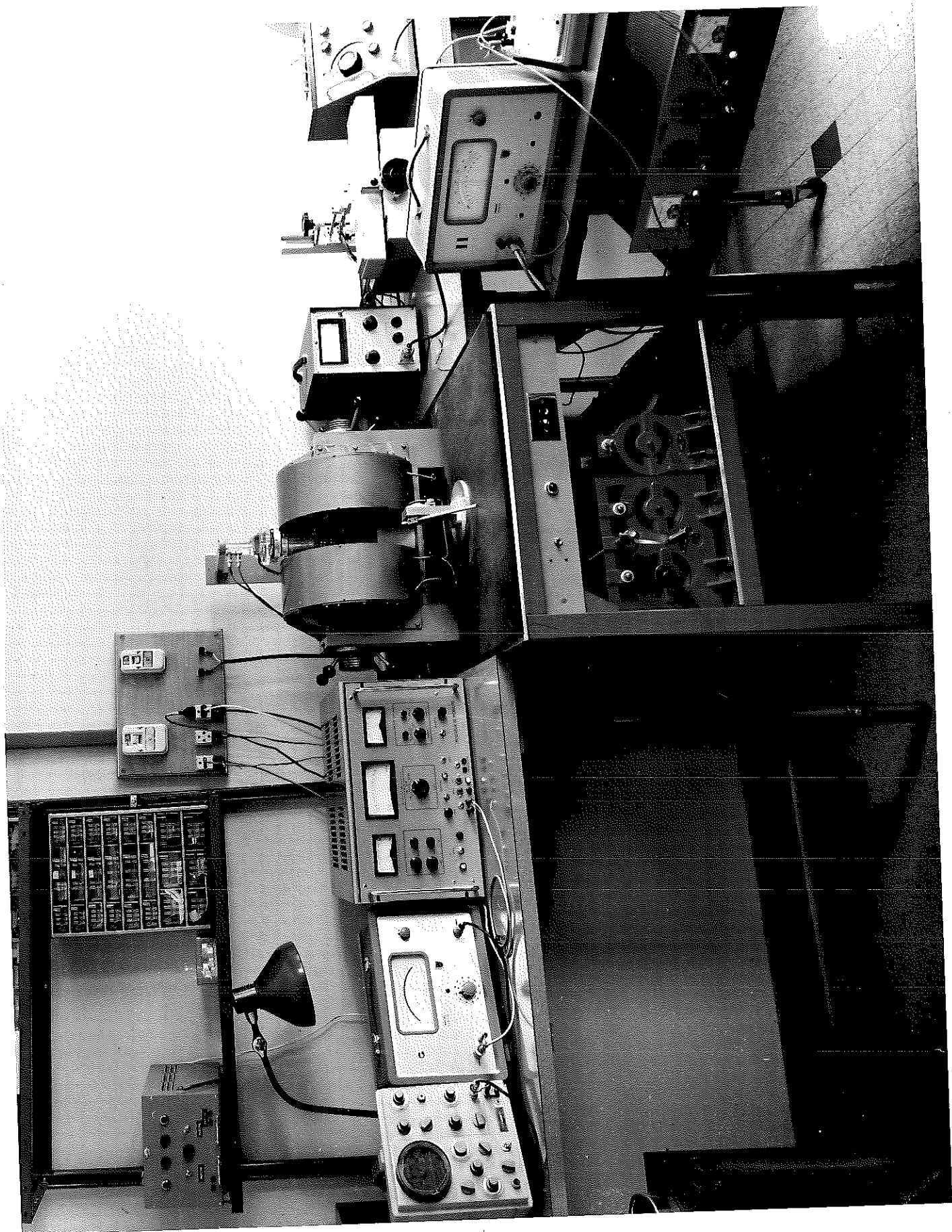
$$\begin{aligned} e_1 &\approx 10 \mu & \rho_1 &\approx 4.10^{-3} \Omega \text{ cm} \\ e_2 &\approx 700 \mu & \rho_2 &\approx 30 \Omega \text{ cm} \end{aligned}$$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{10.30}{700 \cdot 4.10^{-3}} \approx 100$$

L'erreur introduite n'est donc que du %.

V-2 RESULTATS

Une photographie des montages réalisés est donnée par la figure (22). Le tableau ci-après donne les caractéristiques électroniques de quelques échantillons qui ont été particulièrement étudiés. Les mesures ont été effectuées par pression à la température ambiante,



dans les conditions suivantes. Le courant injecté était de 1 mA, le champ magnétique de 5 Kgauss et la fréquence de 5 KHz. Les pastilles n'ont généralement subi aucun traitement, si ce n'est un dégraissage au trichloréthylène et, parfois, un nettoyage à l'acide fluorhydrique, suivi d'un rinçage à l'eau désionisée.

On constate que pour les meilleurs dépôts épitaxiaux de silicium n sur substrat p obtenus par décomposition de SiCl_4 , les mobilités de Hall sont voisines de celles du matériau massif, ce qui est en accord avec une étude récemment publiée (16) et dont les mesures ont été effectuées en géométrie classique. Les dépôts obtenus par évaporation ont des caractéristiques légèrement inférieures, dans l'état actuel de cette technique. Les dépôts d'arséniure de gallium sont tous à basse résistivité, ce qui explique que les valeurs de mobilité soient assez éloignées de celles du matériau massif.

Designation		Epaisseur μ	Resistivite $\Omega.\text{cm}$	Mobilité de Hall $\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$
Si.p/corindon (évaporation)	RO	3	1	275
Si.n/Si.p (voie chimique)	LO	8	4,8	1560
	L1	7	2,4	1540
	L2	2,5	2	1520
	FV2	14	1,4	1480
Si.p/Si.n (évaporation)	C8	0,55	0,1	200
	C9	1,35	0,04	140
	C10	2,6	0,15	200
Si.n/Si.p (évaporation)	R1	7	0,3	575
	R2	3	0,8	600
	C20	2	0,35	750
	C23	4	0,1	630

Designation	Epaisseur μ	Resistivité $\Omega.cm$	Mobilité de Hall $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$
GaAs n/Germanium (Voie chimique)	2 C 8	9	925
	2 C16	10	510
	2 D 5	15	410
	2 E 1	10	750
	2 E 2	8	480
	2 AC1	17	500

V-3 ETUDE DE LA MOBILITE DE HALL EN FONCTION DE CERTAINS PARAMETRES

V-3-1 Mobilité en fonction de la résistivité

Nous avons effectué des mesures de mobilité de Hall à la température ambiante, en fonction de la résistivité, sur des échantillons de silicium n d'épaisseur 350 μ , par simple pression avec l'appareillage décrit plus haut. Les résultats obtenus ont été portés sur la figure (23) et sont en bon accord avec les résultats antérieurement publiés et obtenus par les méthodes classiques. La courbe nous montre, en particulier, que pour des résistivités supérieures ou égales à 1'Ohm-cm, la mobilité varie assez peu.

V-3-2 Mobilité en fonction de la température

a) Rappel de quelques notions (1) (17) :

On considère que les interactions entre les porteurs de charges et les obstacles fixes ou mobiles (vibrations du réseau, impuretés, imperfections, dislocations ...) limitent la mobilité et

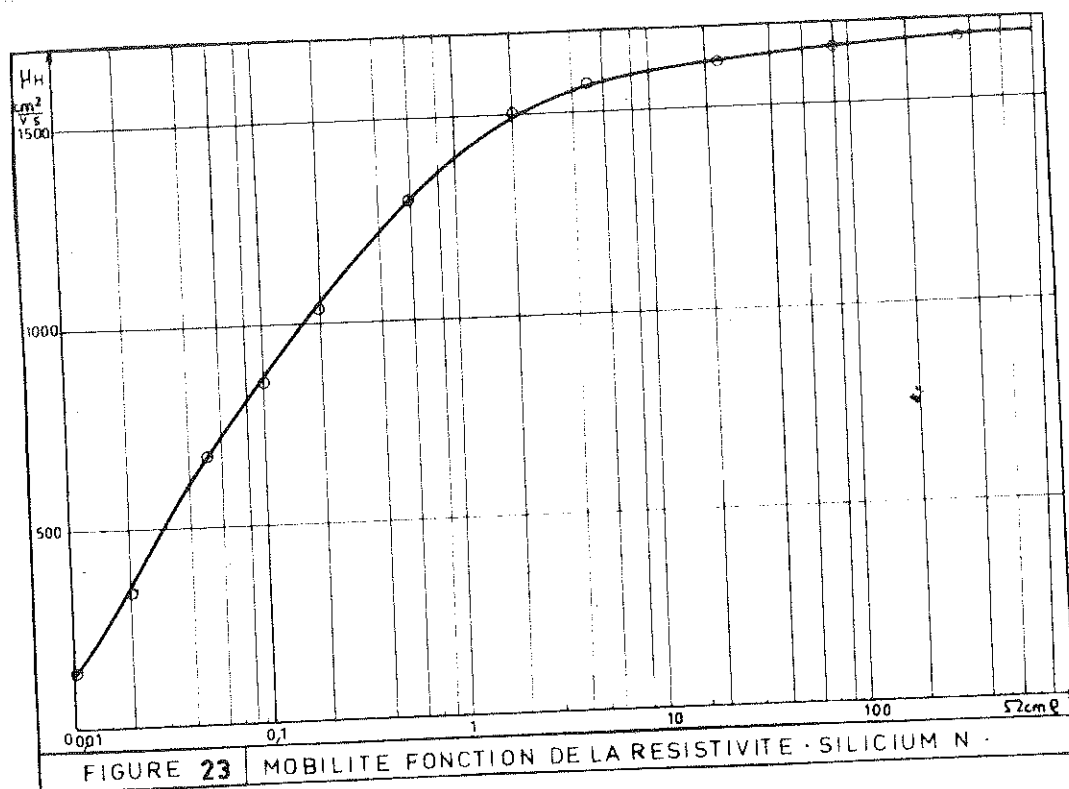


FIGURE 23 MOBILITE FONCTION DE LA RESISTIVITE · SILICIUM N ·

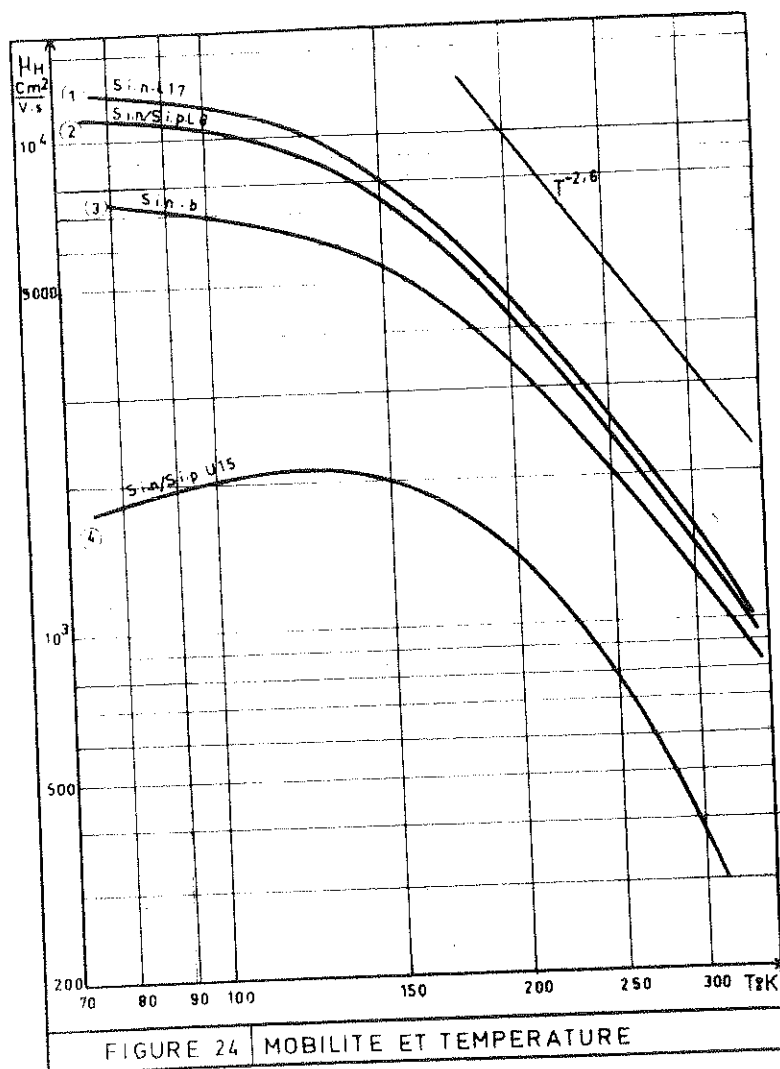


FIGURE 24 MOBILITE ET TEMPERATURE

conditionnent les effets de transport. Ces phénomènes donnent lieu à des mécanismes de dispersion divers (dispersion par les phonons acoustiques, dispersion par les impuretés ...) auxquels on associe des temps de relaxation propres. En première approximation, on peut considérer qu'à une température donnée, l'un des mécanismes de relaxation est prépondérant.

La théorie générale concernant la dispersion par les vibrations thermiques du réseau (phonons acoustiques) donne une loi de variation en $T^{-3/2}$ de la mobilité avec la température et on définit alors la mobilité de réseau μ_L couramment observé, à des températures supérieures ou égales à l'ambiante.

La théorie générale concernant la dispersion par les impuretés ionisées donne une loi de variation en $T^{3/2}$ et on définit une mobilité d'impureté μ_I dont l'action est prépondérante à basse température.

En fait, de nombreuses études ont montré que ces lois n'étaient qu'approximatives et, lorsque les porteurs de charge sont situés dans des bandes de structure complexe (cas du germanium et du silicium), les résultats sont différents (17). Pour le germanium et le silicium massifs, les auteurs ont trouvé des lois de variation en $T^{-\alpha}$ avec $\alpha = 1,6$ pour le germanium n et $\alpha = 2,3$ pour le germanium p, $2 < \alpha < 2,6$ pour le silicium n et $2,3 < \alpha < 2,9$ pour le silicium p.

b) Etude expérimentale :

Avec l'appareillage décrit aux § 3.3, 3.4 et 3.5, des études de mobilité en fonction de la température ont été entreprises, d'une part sur du matériau massif à titre de comparaison, d'autre part sur des dépôts épitaxiaux.

Les courbes de la figure (24) sont relatives à du silicium de type n . La courbe (1) présente les variations de la mobilité avec la température d'un échantillon massif, de résistivité voisine de $5 \Omega \text{ cm}$. La mesure a été réalisée avec des contacts obtenus par dépôt de peinture à l'argent. La loi de variation en $T^{-2,6}$ dans le domaine des températures supérieures à environ 150°K est en accord avec les résultats obtenus par les méthodes classiques. La courbe (2) est relative à un dépôt épitaxial de silicium n , de résistivité $4,8 \Omega \text{ cm}$ et d'épaisseur 8μ sur substrat p . La loi de variation, obtenue pour cette couche préparée par voie chimique et d'excellente qualité, est très comparable à celle du matériau massif, de résistivité équivalente. La courbe (3) est relative à un dépôt épitaxial n également obtenu par voie chimique, mais de résistivité plus basse. La courbe (4) donne les variations de mobilité avec la température, pour un dépôt épitaxial n , préparé par évaporation sous ultra-vide. On notera le rôle important joué par les impuretés.

Les courbes de la figure (25) montrent le comportement d'échantillons de silicium p avec la température. La courbe (1) est relative à du matériau massif de résistivité $4 \Omega \text{ cm}$ et indique une loi de variation en $T^{-2,65}$, au-delà de 150°K environ. Les courbes (2) et (3) sont relatives à des dépôts épitaxiaux p sur substrat n , obtenus par évaporation ; la résistivité de la couche C9 est de l'ordre de $0,05 \Omega \text{ cm}$. On remarque que les impuretés jouent un rôle important.

Les courbes de la figure (26) illustrent le comportement en température d'échantillons de germanium et d'arséniure de gallium. La courbe (1) est relative au matériau massif de type n ; la loi obtenue est approximativement en $T^{-1,6}$, comme l'annoncent les travaux antérieurs. La courbe (2), qui concerne un dépôt épitaxial n sur substrat p , est assez éloignée de celle du matériau massif précédent, car le dépôt contient un taux d'impuretés élevé. Les courbes (3), (4) et (5) sont relatives à des dépôts épitaxiaux d'arséniure de gallium de type n sur support de germanium p . La résistivité

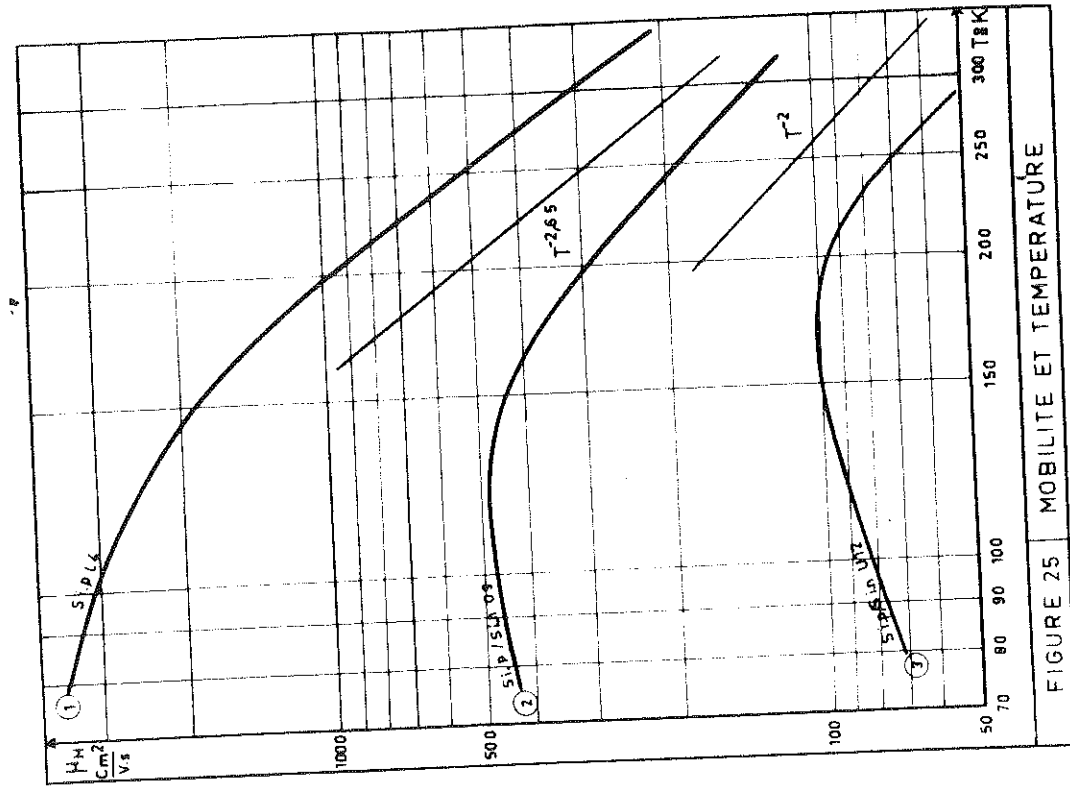


FIGURE 25 MOBILITE ET TEMPERATURE

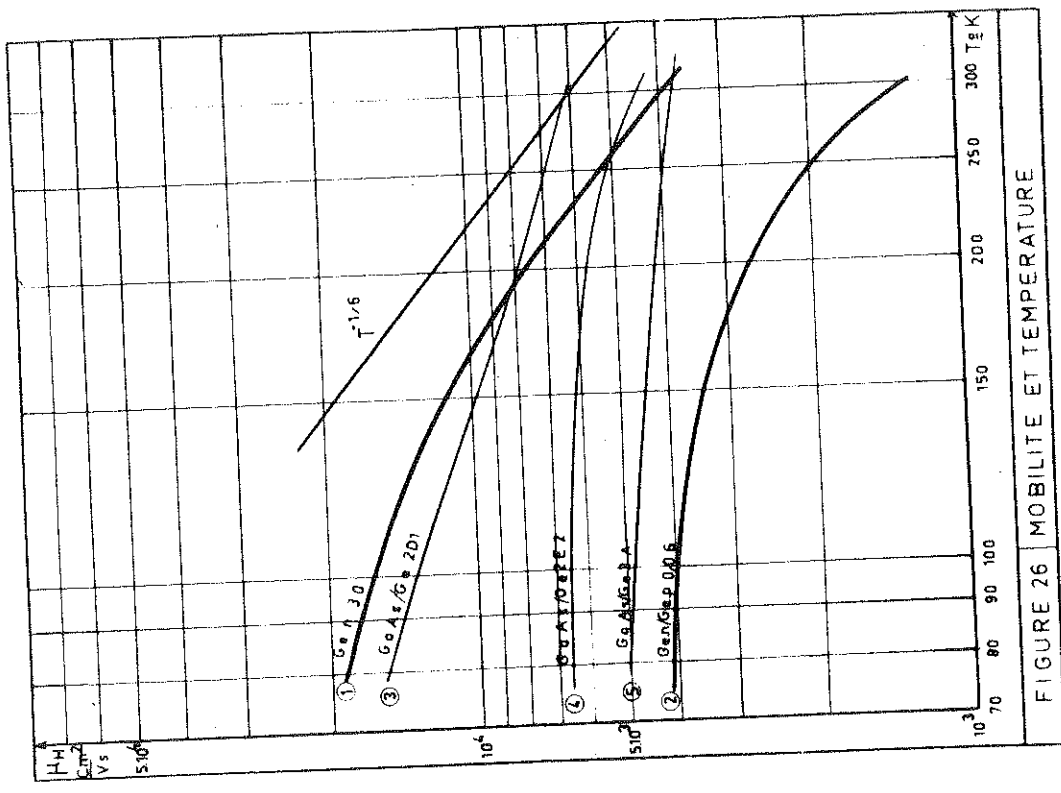


FIGURE 26 MOBILITE ET TEMPERATURE

de ces couches est basse ; aussi, les impuretés jouent-elles un grand rôle et l'on obtient peu de dépendance de la mobilité avec la température, le comportement se rapprochant de celui d'un métal. Toutefois, comme l'ont montré certains auteurs (18) pour le matériau massif d'arséniure de gallium type n , la loi de variation avec la température n'est qu'en T^{-1} et avec des échantillons de concentrations d'impuretés voisines de $10^{16}/\text{cm}^3$.

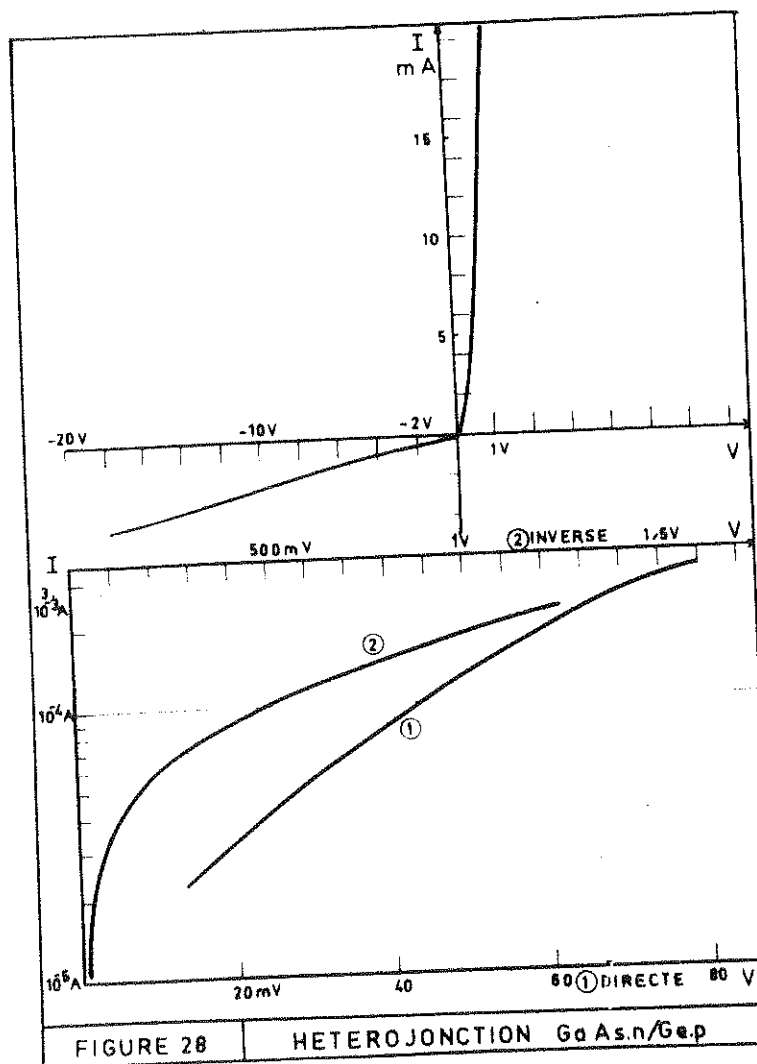
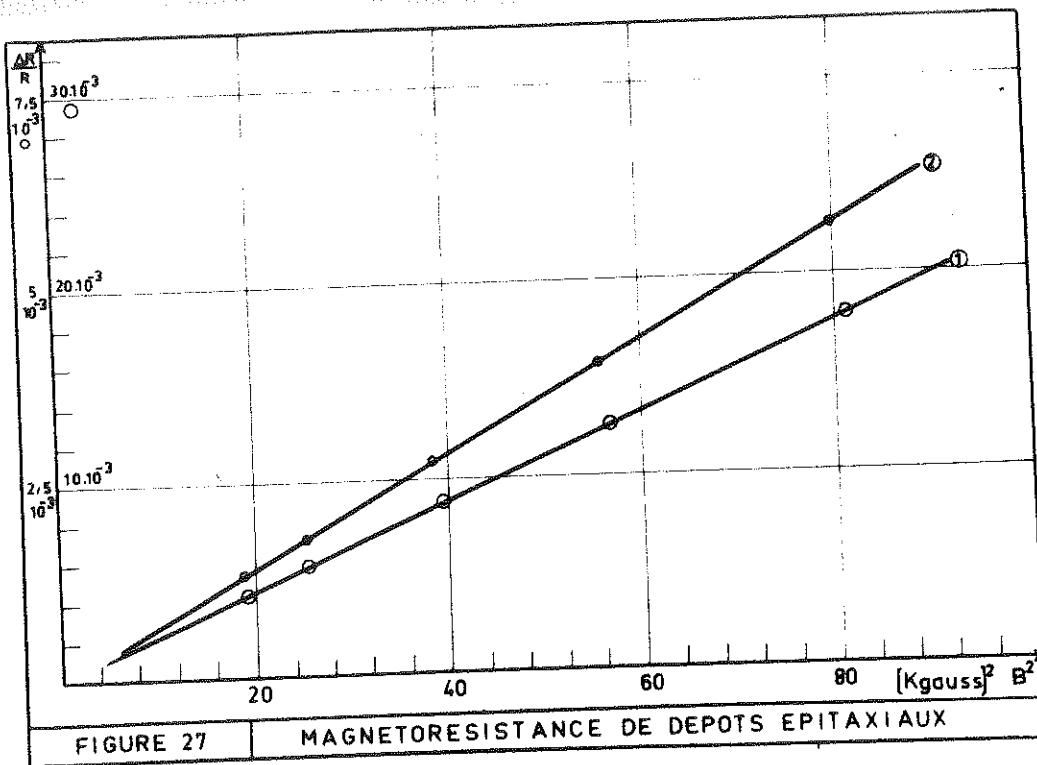
V-4 MESURES DIVERSES

V-4-1 Mesures de magnétorésistance

Nous avons effectué des mesures de magnétorésistance en géométrie de Corbino sur plusieurs échantillons, en particulier sur un dépôt épitaxial n sur substrat p obtenu par voie chimique (courbe 1) et sur un dépôt équivalent réalisé par évaporation sous ultra-vide (courbe 2). Il a été nécessaire de prévoir des contacts ohmiques sur ces couches. Un courant continu constant alimente l'échantillon placé dans le champ magnétique. La variation relative de résistance $\frac{\Delta R}{R}$ par application de l'induction, peut être prise égale à la variation relative $\frac{\Delta V}{V}$ de la tension aux bornes de la pastille. La figure (27) montre que les variations relatives de résistance en fonction du carré du champ magnétique suivent la loi énoncée au § 2.2.2. On peut définir, pour ces deux dépôts, une "mobilité de magnétorésistance" μ_{HR} à partir de la pente des droites obtenues. Les valeurs trouvées pour les deux échantillons $(\mu_{HR})_1 = 1425 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ et $(\mu_{HR})_2 = 800 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ sont comparables aux résultats d'autres mesures.

V-4-2 Etude d'une hétérojonction GaAs/Ge

Dans le but de déterminer les propriétés d'une hétérojonction formée par une couche épitaxiale d'arséniure de gallium n sur un support de germanium p , une diode de quelques mm^2 de surface a été



réalisée. Un contact ohmique par évaporation d'étain à 350°C a été obtenu sur le GaAs et par évaporation d'indium à 180°C sur le germanium p. Les courbes de la figure (28) donnent la caractéristique I (V) de l'hétérojonction et montrent que, pour une tension de 1 Volt, on a un rapport courant direct sur courant inverse, de l'ordre de 100.

C H A P I T R E VI

CONCLUSION

L'appareil de mesure de mobilité de Hall qui a été réalisé, permet donc la caractérisation rapide et non destructive d'échantillons semiconducteurs divers, en particulier des dépôts épitaxiaux. Dans ce dernier cas, l'isolement électrique de la couche est amélioré par la possibilité de polarisation qu'offre le montage alternatif.

Avec la tête de mesure réalisée, il est possible de déterminer des mobilités dont les valeurs inférieures sont de l'ordre de $10 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Il ne semble pas que cette limite soit imposée par les caractéristiques de la chaîne électronique. Une meilleure résolution ne pourrait être obtenue que par l'amélioration de la qualité du contact métal-semiconducteur, ce qui paraît difficile dans des mesures par simple pression.

Il était nécessaire, dans une telle méthode opérant par induction, de connaître un coefficient d'étalonnage. Cela nous a conduits à proposer deux procédés pour le déterminer et l'accord avec les résultats obtenus par les méthodes classiques peut être considéré comme satisfaisant.

Les perturbations qui peuvent affecter la précision des mesures ont été analysées et un moyen d'éliminer certains effets de distorsion a été présenté.

Les résultats des mesures de mobilité de dépôts épitaxiaux, effectuées soit à la température ambiante, soit en fonction de la température, permettent de comparer leurs propriétés avec celles des matériaux massifs correspondants.

Les couches de silicium monocristallines, déposées sur un support de silicium et préparées par voie chimique, ont des mobilités voisines de celles des échantillons massifs. Par contre, les techniques d'évaporation semblent actuellement donner des résultats légèrement inférieurs. Les dépôts épitaxiaux d'arséniure de gallium sur germanium, préparés par la méthode de transport chimique, ont des caractéristiques électroniques qui, tout en étant encore éloignées de celles du matériau massif, vont en s'améliorant. Enfin, un nouveau centre d'intérêt est offert par l'étude des dépôts de silicium sur des isolants, en particulier sur le corindon, ces couches pouvant conduire à la réalisation de dispositifs actifs à porteurs majoritaires, dont l'emploi est envisagé favorablement en microélectronique.

B I B L I O G R A P H I E

- (1) E.H. PUTLEY - The Hall Effect and Related Phenomena - Butterwords Sc. Publ. Ltd London (1960).
- (2) A.R. CLAWSON et H.H. WIEDER - Solid State Electron. (1964), I, 387-396.
- (3) A. FORTINI et A. LE BOURGEOIS - J. Phys. Appl. (1962), 23 163-165.
- (4) M. GREEN - J. Appl. Phys. (1961), 32 , 1286-1289.
- (5) W. POPPELBAUM - Thèse Lausanne (1954).
- (6) C. VERIE - Thèse 3e Cycle, Paris (1963).
- (7) J. VUILLOD - Brevet C.N.R.S., 30256 (1965).
- (8) F.W. GROVER - Inductance Calculations - D. Van Nostrand Co. Inc., New-York, (1946).
- (9) E.P. ADAMS - Phil. Mag. (1914), 28, 244-252.
- (10) L.J. VAN DER PAUW - Philips Res. Rep. (1958), 13, 1.
- (11) W.T. READ - Phil. Mag. (1955), 46, 111-120.
- (12) R.A. LOGAN, G.L. PEARSON et D.A. KLEINMAN - J. Appl. Phys. (1959), 30, 885-895.

- (13) A.C. BEER - J. Appl. Phys. (1961), 32, 2107-2115.
- (14) J.L. FRAIMBAULT, I. GYOMLAI, R. MONTMORY et J. VUILLOD -
Colloque sur les Couches Minces - Clausthal-Göttingen (1965).
- (15) A. NGUYEN - Colloque D.G.R.S.T., Microélectronique,
Montpellier (1965).
- (16) W.J. PATRICK - Solid State Electron. (1966), 9, 203-211.
- (17) M. RODOT - Les Matériaux Semiconducteurs, Dunod, Paris (1965).
- (18) P. GLICKSMAN - Properties of Elemental and Compound
Semiconductors, Harry C. Gatos Interscience Publishers,
New-York, (1960).

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

DISPOSITIFS A EFFET DE CHAMP A COUCHE MINCE

Vu :

Le Président du Jury

L. NEEL

Vu et approuvé

Le Doyen de la Faculté des Sciences

L.WEIL

Vu et Permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie

de Grenoble

M. NIVEAU

Ce travail a été financé par le Centre National de la Recherche Scientifique et la Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique (Contrats 63-FR-278 et 65-FR-250).