

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE D'ALGER

8/79

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

2^{ex}

DEPARTEMENT ELECTRONIQUE ET ELECTROTECHNIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES



ETUDE ET MISE AU POINT
D'UN BANC DE MESURE
DE L'EFFET HALL

ETUDIE PAR :
M^{lles}
Z. HAMDANI
F. TALBI



PROPOSE PAR :
M^r M. HADDADI

JUIN 1979

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE D'ALGER



ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRONIQUE ET ELECTROTECHNIQUE



PROJET DE FIN D'ETUDES



ETUDE ET MISE AU POINT
D'UN BANC DE MESURE
DE L'EFFET HALL



ETUDIE PAR :

M^les

Z. HAMDANI

F. TALBI

PROPOSE PAR :

M^r M. HADDADI

JUIN 1979

A la mémoire de Nacéra

Z. HANDANI

À la mémoire de ma
jeune sœur Nacéra.

F. TALBI

Nous exprimons notre vive reconnaissance
à notre promoteur monsieur

M. HADDADI

pour toute l'aide et le soutien qu'il nous a apporté
durant la préparation de notre projet.

Nous tenons également à remercier tous les
membres du service "CRISTAUX ET COUCHES MINCES"
du CSTN, et plus particulièrement Messieurs:
BENMALEK M. pour son abnégation
et DERDOURI M. pour sa contribution dans la réalisation
de cette thèse

Nos remerciements vont également à notre
directeur du département d'électronique de L'ENPA
Monsieur ADANE pour sa compréhension

Merci également à tous les membres
du bureau d'étude du CSTN pour
toute leur gentillesse et leur
soutien inestimable

Nous ne saurions terminer sans remercier
vivement Monsieur M. LAZIB
pour son aide
précieuse

PLAN D'ETUDE

I) INTRODUCTION

II) ETUDE THEORIQUE

1. Effet Hall

2. Définition des paramètres

2.a) Mobilité

- mobilité de Drift

- mobilité de Hall

2.b) Conductivité

3. Influence de la température sur:

3.a) La concentration

3.b) La constante de Hall

3.c) La conductivité.

4. Conclusion.

III) ETUDE EXPERIMENTALE

1. METHODE DE MESURE

1.a) Préparation des échantillons

1.b) Appareillage de mesure.

1.C Principe de mesure

- Mesure de la résistivité

- Mesure de la tension de Hall

2. Résultats et Interprétations

IV CONCLUSION

- BIBLIOGRAPHIE -

I - INTRODUCTION

C'est la découverte des semi-conducteurs qui a donné lieu au développement actuel de l'électronique.

Ses applications sont le résultat des études portant sur le comportement des semi-conducteurs et sur la connaissance précise de leurs caractéristiques.

Parmi les nombreuses méthodes de mesures, celle de l'effet Hall constitue un outil commode pour la détermination des divers paramètres d'un semi-conducteur (constante de Hall, concentration, mobilité...)

Notre travail consiste justement à mettre au point, un banc de mesure, permettant cette étude.

Dans une première étape, nous rappellerons les paramètres importants des semi-conducteurs; puis par une étude expérimentale, nous comparerons les résultats fournis par la littérature et les mesures que nous avons effectués.

Dans une seconde étape nous
essayerons d'interpréter les différences
qui pourraient être décelées entre nos
résultats et les valeurs théoriques

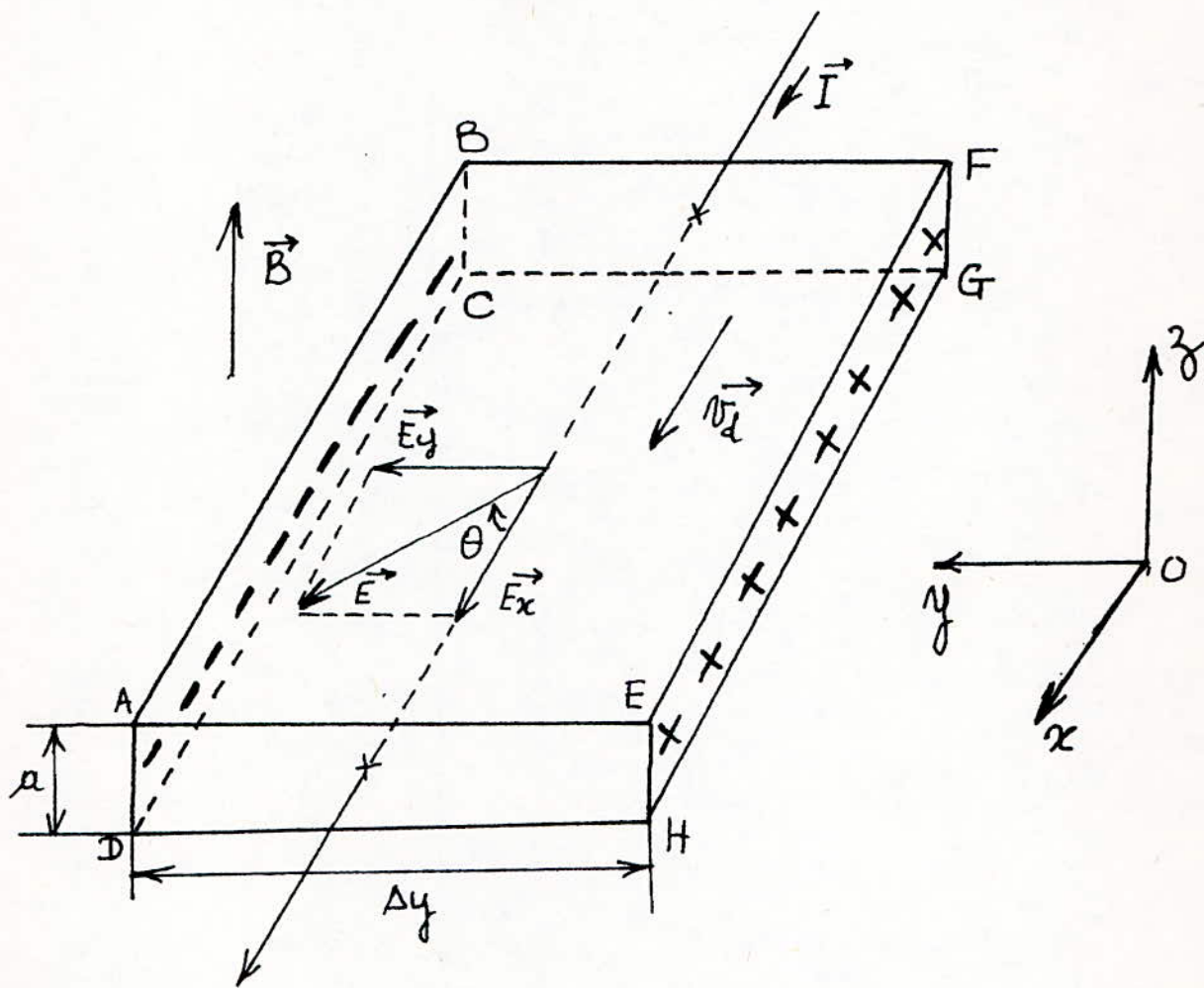


figure n° 1

I. ETUDE THEORIQUE

Dans cette brève étude nous supposons connus les résultats de la théorie de la Physique du solide.

1. EFFET HALL:

Nous considérons un échantillon de semi-conducteur de type N, dont les dimensions transversales sont petites devant les dimensions longitudinales.

Ce semi-conducteur est soumis à un champ magnétique d'induction \vec{B} , orientée suivant l'axe \vec{oz} et perpendiculaire au plan de l'échantillon comme indiqué sur la figure 1.

Faisons passer un courant d'intensité I dirigé suivant l'axe \vec{ox} .

Sous l'action du champ d'induction \vec{B} et du champ électrique E_x , responsable du passage du courant, il se crée après un temps très bref, un champ E_y permanent perpendiculaire à E_x , qui donne naissance à une tension appelée Tension de HALL, objet de notre étude.

L'étude du mécanisme régissant cette tension, s'effectue en considérant un électron et en examinant les forces auxquelles il est soumis (fig.1)

Bilan des forces :

Sous l'action ^{du champ} d'induction \vec{B} , l'électron e^- supposé avoir une vitesse uniforme \vec{v} , va être soumis à la force de Lorentz dont l'expression est donnée par la formule :

$$\vec{f}_L = -q \vec{v} \wedge \vec{B}$$

Dans notre cas la force est dirigée suivant \vec{oy} positif.

Sous l'action du champ électrique E_x , l'électron est soumis à la force électrique

$$\vec{f}_E = -q \vec{E}_x$$

orientée suivant l'axe \vec{ox} .

Nous constatons donc l'existence de deux forces, l'une orientée suivant \vec{ox} et l'autre suivant \vec{oy} ; d'où l'on peut conclure que le mouvement des électrons est un mouvement plan.

Examinons l'effet produit par la force de Lorentz :
Sous l'action de cette force, tout électron sera dévié dans la direction des y positifs, d'où une accumulation de charges négatives sur la face ABCD.

Parallèlement à ce transport de charges négatives, il se créera par compensation sur la face EFGH, une accumulation de charges positives.

La présence de deux types de porteurs sur les faces opposées de l'échantillon de semi-conducteur va donner naissance à un champ électrique E_y dirigé suivant l'axe des y positifs, et qui va s'opposer à l'effet du champ magnétique. C'est ce champ E_y , dit champ de Hall, qui donne naissance à la tension de Hall.

La relation fondamentale de la dynamique, tenant compte d'une force de frottements due aux collisions ($\frac{-v}{\tau}$) s'écrit :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\vec{F}}{m^*} - \frac{\vec{v}}{\tau} \quad \text{ou} \quad \vec{F} = -q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

En supposant que la masse effective m^* est isotrope et identique pour tous les électrons libres, et que τ , le temps de relaxation est indépendant de l'énergie, nous pouvons écrire en régime permanent :

$$\frac{\vec{v}}{\tau} = -q \frac{\vec{E}}{m^*} - q \frac{\vec{v} \wedge \vec{B}}{m^*}$$

Soit en projetant sur les axes \vec{ox} et \vec{oy} , on obtient :

$$\begin{cases} v_x/\tau = -q \frac{E_x}{m^*} - q \frac{B v_y}{m^*} \\ v_y/\tau = -q \frac{E_y}{m^*} - q \frac{B v_x}{m^*} \end{cases}$$

en posant $\omega_c = \frac{qB}{m^*}$ on a :

$$\begin{cases} v_x = -q/m^* \left(\frac{\tau}{1+\omega_c^2 \tau^2} \right) E_x + \omega_c q/m^* \left(\frac{\tau^2}{1+\omega_c^2 \tau^2} \right) E_y \\ v_y = -q/m^* \left(\frac{\tau}{1+\omega_c^2 \tau^2} \right) E_y - \omega_c q/m^* \left(\frac{\tau^2}{1+\omega_c^2 \tau^2} \right) E_x \end{cases}$$

La densité de courant s'écrit

$$\vec{J} = -nq \vec{v} \quad (-q = \text{charge de l'électron})$$

Nous avons alors en projection sur $\vec{o}x$ et $\vec{o}y$:

$$J_x = \frac{nq^2}{m^*} \left(\frac{\tau}{1+\omega_c^2 \tau^2} E_x - \omega_c \frac{\tau^2}{1+\omega_c^2 \tau^2} E_y \right)$$

$$J_y = \frac{nq^2}{m^*} \left(\frac{\tau}{1+\omega_c^2 \tau^2} E_y + \omega_c \frac{\tau^2}{1+\omega_c^2 \tau^2} E_x \right)$$

dans le cas des faibles champs, nous avons :

$$\omega_c^2 \tau^2 \ll 1$$

les composantes de la densité de courant deviennent alors :

$$J_x = \frac{nq^2}{m^*} \left\{ \tau E_x - \omega_c \tau^2 E_y \right\}$$

$$J_y = \frac{nq^2}{m^*} \left\{ \tau E_y + \omega_c \tau^2 E_x \right\}$$

Puisque dans notre cas, le courant est dirigé suivant ox , J_y est alors nul et E_y est :

$$E_y = -\omega_c \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} E_x$$

Les porteurs libres déviés, font avec l'horizontale, un angle θ tel que:

$$\tan \theta = -w_c \tau = -B\mu \quad \text{cet angle est appelé Angle de Hall.}$$

Le coefficient de Hall est défini par:

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B}$$

Dans le cadre de l'approximation linéaire, nous avons:

$$J_x = -nq \mu E_x \quad \text{donc} \quad R_H = -\frac{r_H}{nq}$$

r_H étant le coefficient de Hall /

$$r_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad 1 < r_H < 1,93$$

La tension de Hall est donnée par:

$$V_H = \int_0^{\Delta y} E_y dy = E_y \Delta y$$

Δy étant la largeur de l'échantillon

si I est le courant total nous avons:

$$I = (a \Delta y) J_x, \quad a \text{ étant l'épaisseur de l'échantillon}$$

Le coefficient de Hall est alors:

$$R_H = \frac{a V_H}{I B} \quad (1)$$

Le même raisonnement s'applique dans le cas des trous en changeant seulement $-q$ en $+q$ on a abouti à

$$R_H = \frac{+r_H}{pq}$$

Remarque 1:

Pour connaître la concentration en porteurs (n ou p), il est indispensable de savoir quelle valeur de r_H utiliser sachant qu'on connaît celle de R_H

Dans notre cas, nous prenons $r_H = 1$

Remarque 2:

Lorsque la conduction est assurée par les 2 types de porteurs simultanément, on montre que:

$$R_H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{q(p\mu_p + n\mu_n)^2}$$

Conclusion:

Nous constatons alors que l'effet Hall nous détermine non seulement le nombre de porteurs libres mais aussi le type de semi-conducteur d'après le signe de R_H .

2. définition des paramètres :

- Mobilité de drift : 2.a : Mobilité :

Lorsqu'on soumet un semi-conducteur à un champ électrique E , les porteurs libres sont animés d'une vitesse moyenne \bar{v}_d appelée vitesse de drift telle que :

$$\bar{v}_d = \mu_d E$$

μ_d est appelée mobilité de drift.

- Mobilité de Hall :

elle est donnée par l'expression $\mu_H = R_H \sigma$ à condition que $\mu_H B \ll 1$

σ étant la conductivité du cristal

R_H la constante de Hall

Remarque :

Lorsque $r_H = 1$, alors la mobilité de Hall est égale à la mobilité de Drift.

2. b : Conductivité

Lorsque la conduction électrique est assurée par les électrons, la conductivité est définie par :

$$\sigma = q n \mu_n$$

Cette formule est établie à partir de l'équation classique de l'électricité :

$$J = \phi \bar{v}_d$$

$\phi =$ densité de charge $= -nq$

$\bar{v}_d =$ vitesse de drift des porteurs $= -\mu_n E$

d'où : $\phi = nq\mu_n E$

or : $\sigma = \frac{J}{E}$ (d'après la loi d'ohm : $J = \sigma E$)

alors : $\sigma = \frac{qn\mu_n E}{E} = qn\mu_n$

dans le cas des trous : $\sigma = qp\mu_p$

et lorsqu'on a simultanément des trous et des électrons, la conductivité est donnée par :

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$$

3. Influence de la Température : fig 2.

La température influe beaucoup sur les paramètres que nous venons de définir

3.a Influence sur la concentration : (fig 2.a)

aux très basses températures jusqu'à T_1 , le nombre de porteurs est faible car ils n'ont pas assez d'énergie pour quitter les atomes du réseau et ceux des impuretés.

Lorsqu'on fait croître la température, les porteurs acquièrent une énergie leur permettant de se libérer progressivement.

Comme il faut beaucoup moins d'énergie pour exciter un électron d'un centre d'impureté donneur qu'un électron de la bande de valence, ce sont les porteurs des atomes d'impuretés qui se libèrent d'abord

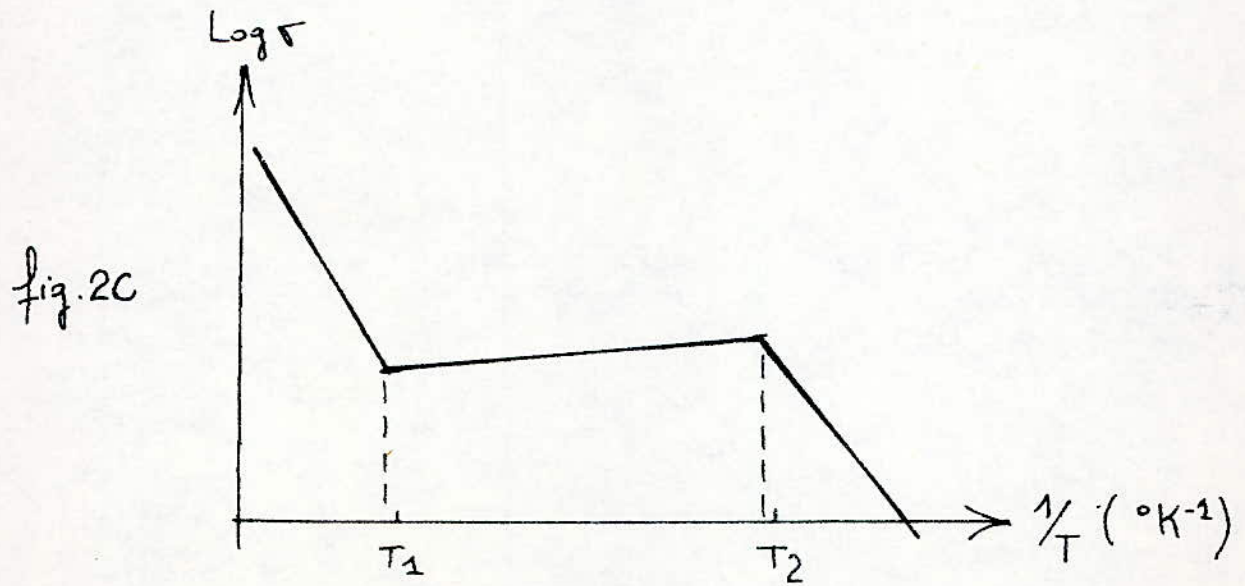
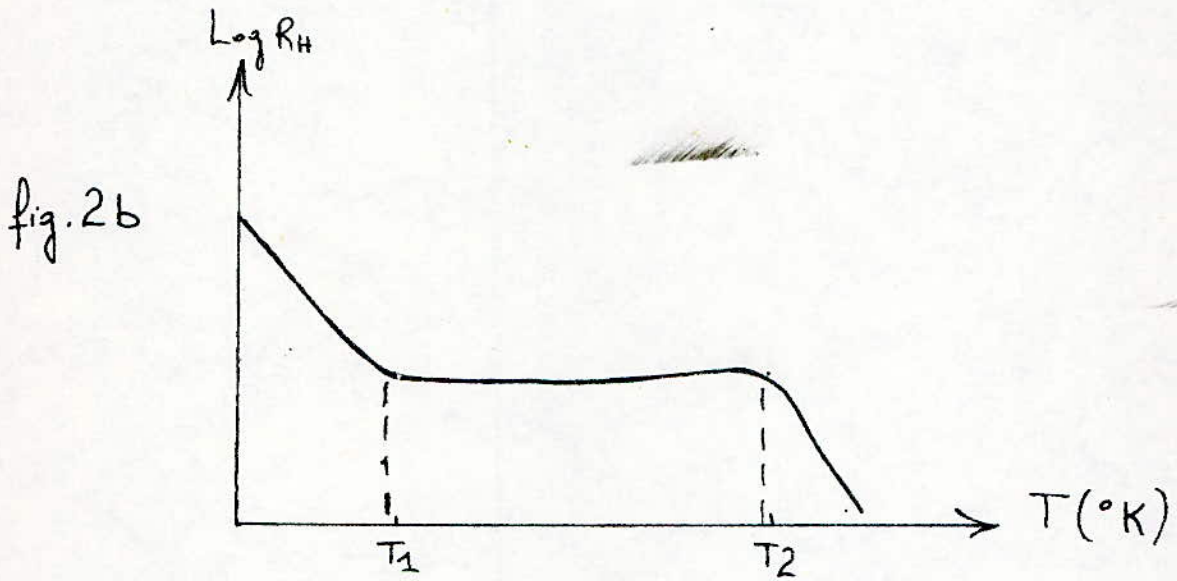
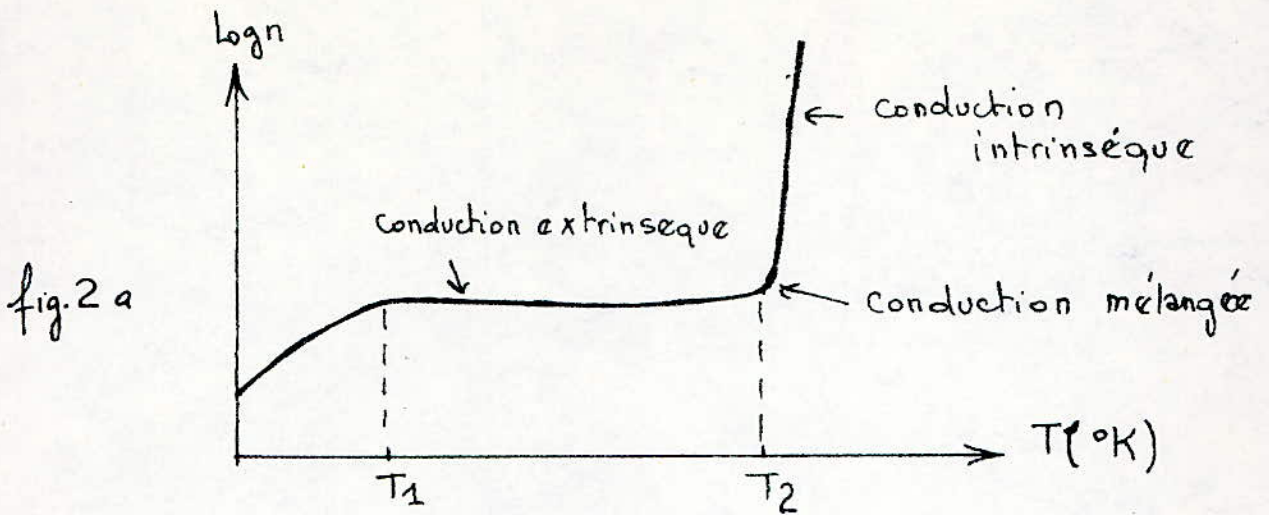


fig. 2

À partir de T_1 , le nombre des porteurs reste constant jusqu'à la température T_2 , où les porteurs "intrinsèques" entrent en jeu et participent à la conduction.

L'expression de la concentration en fonction de la température change suivant le matériau, la présence d'un niveau donneur ou accepteur ou d'un niveau donneur et accepteur.

3.b Influence sur la constante de Hall (fig. 2b)

La figure 2a. permet de prévoir l'allure de la courbe donnant la constante de Hall en fonction de la température: $R_H = f(T)$ fig: 2b; et ce parce que la constante de Hall R_H est inversement proportionnelle à la concentration des porteurs.

3.c Influence sur la Conductivité (fig. 2c)

Nous avons reporté fig: 2c, l'allure de la courbe donnant la conductivité en fonction de la température

4. Conclusion:

Nous constatons lors de cette étude théorique, l'introduction de plusieurs grandeurs, telles que l'induction magnétique, le champ électrique ect.

Certaines sont directement accessibles à la mesure, et d'autres doivent être déduites par le calcul.

Nous rassemblons donc ci-dessous, toutes les grandeurs qui ont été nécessaires, et qui nous ont permis d'aboutir aux mesures qui seront exposées ultérieurement :

Valeurs connues	Valeurs mesurables	Relations	Valeurs inconnues pouvant être déduites des relations
\vec{B}	\vec{V}_H : tension de Hall	$E_y = -R_H \frac{BI}{a \Delta y} \Rightarrow V_H = R_H \frac{BI}{a}$	- Constante de Hall
\vec{E}	ρ (résistivité)	$\Rightarrow R_H = -\frac{1}{nq}$ (pour les e^-) $R_H = \frac{1}{pq}$ (pour les trous)	- Concentration et type de porteurs
\vec{I}	J : densité de courant	$\sigma_n = \frac{1}{\rho_n} = nq\mu_n$ (pour les e^-) $\sigma_p = \frac{1}{\rho_p} = pq\mu_p$ (pour les trous) $\text{tg } \theta = -B/\mu_H$	- mobilité de Hall - angle de Hall

III ETUDE EXPERIMENTALE

1. METHODE DE MESURES :

1.2 Appareillage de mesure : (schéma du dispositif) fig 3

Le constituant essentiel de notre appareillage de mesures est un électro-aimant muni de son alimentation et de sa commande (fig 4)

Cet électroaimant de marque VARIAN type 3401 peut délivrer une induction magnétique constante entre 0 et 1,6 T.

Le dispositif extérieur comprend :

1- Un porte échantillon (fig. 5) avec son support en bois qui repose sur les pôles de l'électro-aimant.

2. Une alimentation stabilisée en intensité qui délivre le courant de commande, elle même alimentée en tension par une batterie d'accumulateurs de 12 volts.

3- Un millivoltmètre à haute impédance d'entrée à zéro central marque KEITHLEY type 6103

4. Le champ magnétique est mesuré à l'aide d'un gauss-mètre type GP 100/2

L'homogénéité de l'échantillon est contrôlée grâce à 2 paires d'électrodes de mesure qui nous délivrent 2 valeurs de la tension de Hall (fig.6)

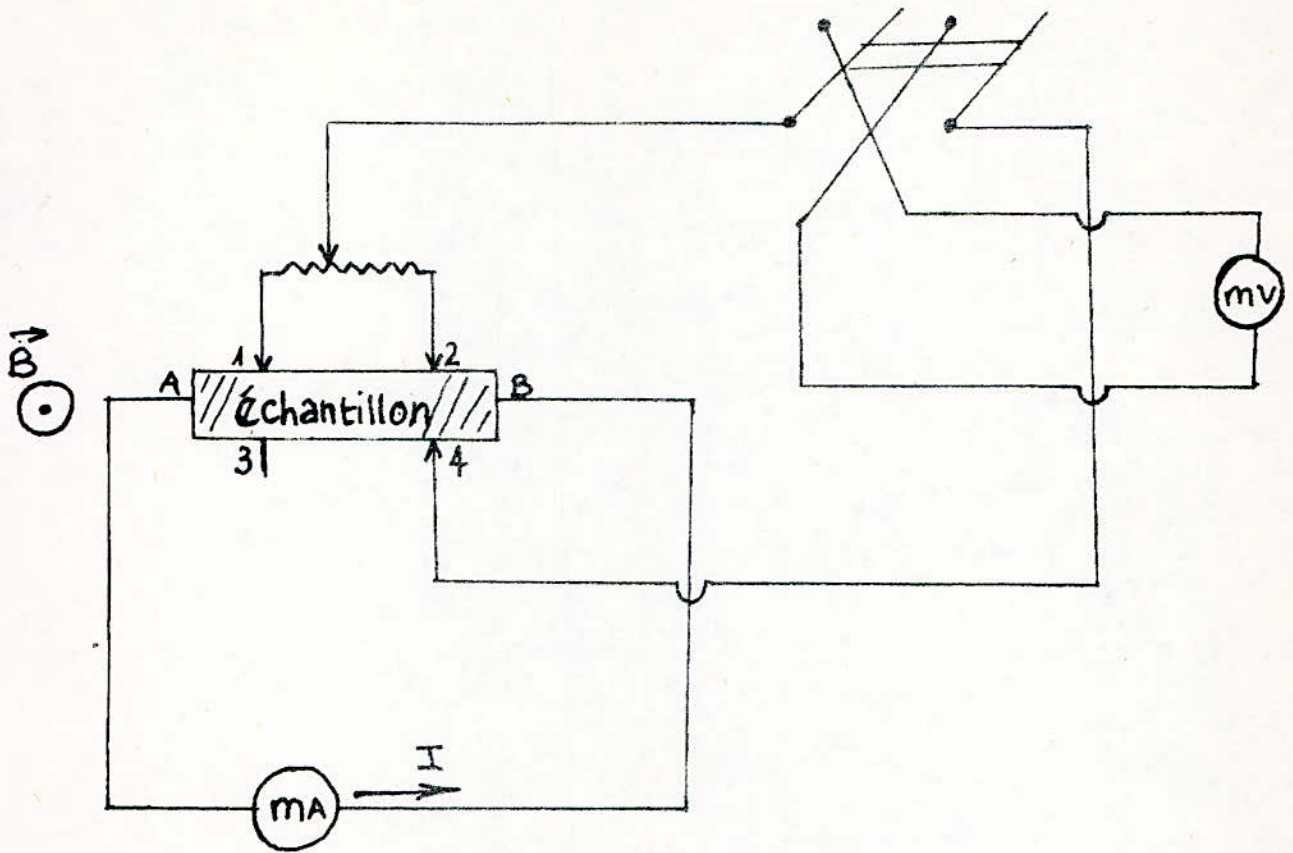


Fig. 3

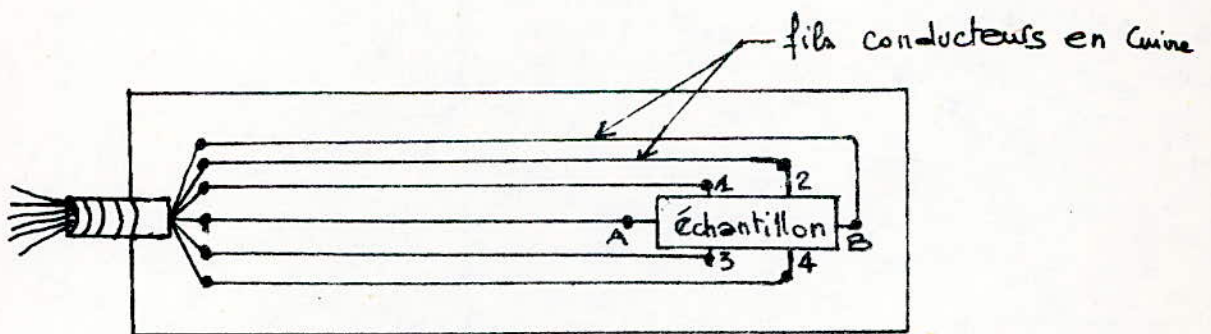


fig. 5

SCHEMA DE PRINCIPE D'UN ELECTRO-AMANT
AVEC PORTE ECHANTILLON

• figure 4

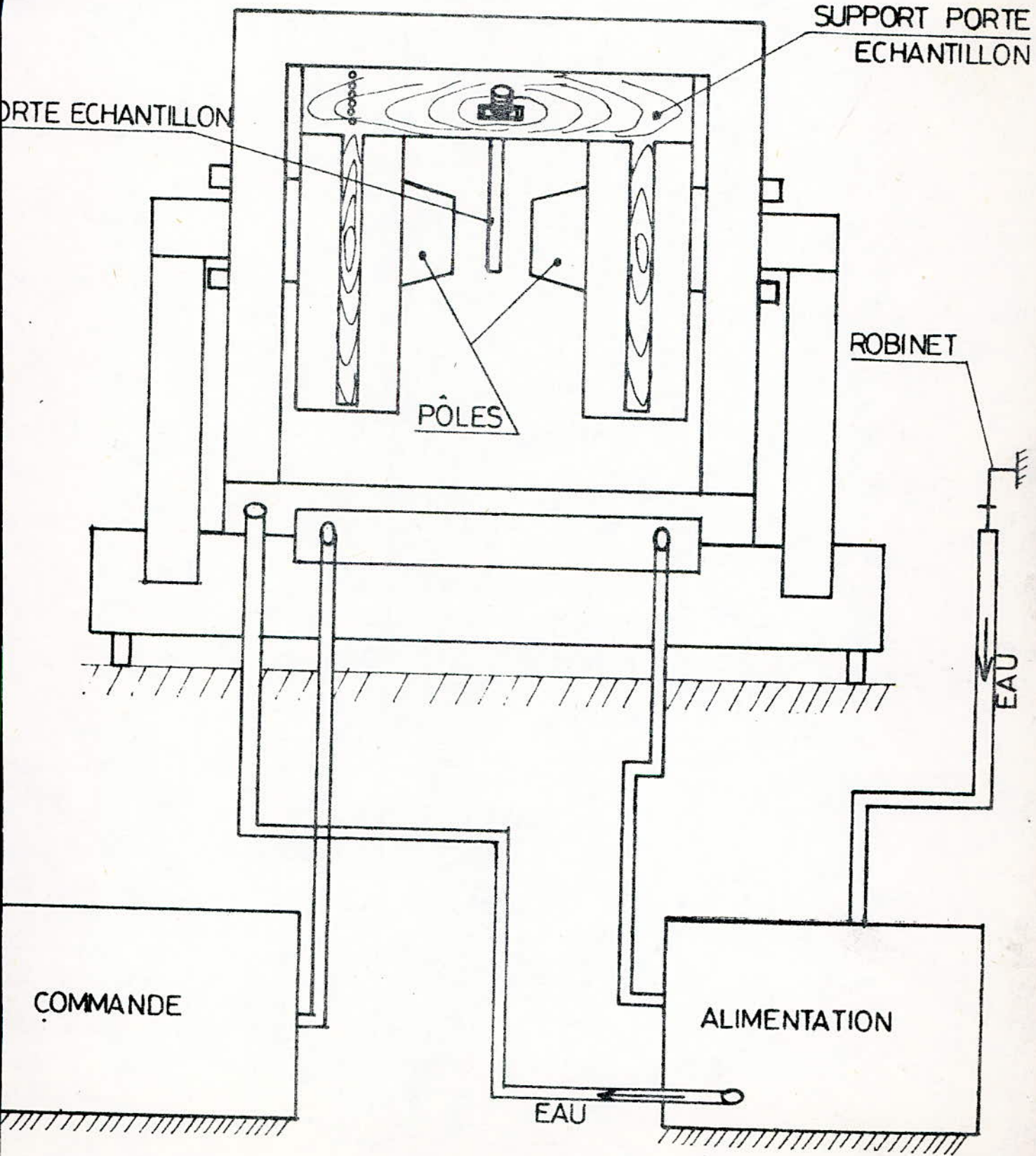
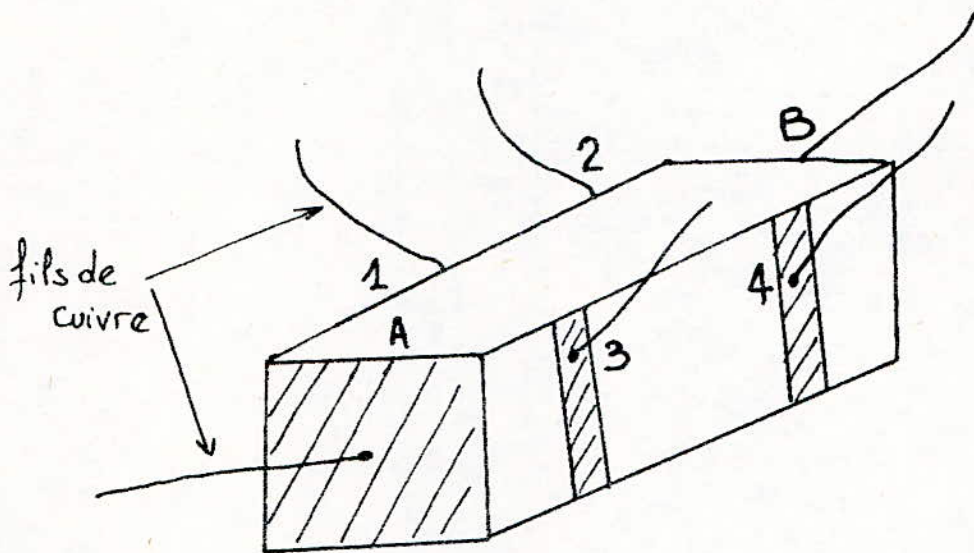



Fig n° 6



 dépôt d'aluminium.

L'injection du courant se fait en A-B

on mesure entre les points:

$\left. \begin{array}{l} 1-3 \\ 2-4 \end{array} \right\}$ la tension de Hall

$\left. \begin{array}{l} 1-2 \\ 3-4 \end{array} \right\}$ la tension ohmique.

1.b PREPARATION DES ÉCHANTILLONS :

L'échantillon est tout d'abord dégraissé à l'acétone dans un bain à ultra-sons.

Pour certains échantillons (Le germanium par exemple) nous avons déposé par évaporation sous vide de l'aluminium. Sur ce dépôt les contacts ohmiques sont assurés par de fins fils de cuivre soudés à la laque d'argent.

Par contre pour d'autres échantillons (ceux du silicium) nous avons fait des contacts directement à la laque d'argent, après avoir plaqué les six fils de cuivre sur l'échantillon.

Avant d'entamer les mesures nous nous sommes assurées que les contacts sont ohmiques en vérifiant la linéarité de la courbe tension-courant (fig 7)

7a-7b-7c-7d

Remarque 1: Les contacts sur l'échantillon deviennent redresseurs à partir de 10 mA.

fig. 7a

$V = f(I)$ pour l'échantillon
n° 1 de Si

fig. 7a

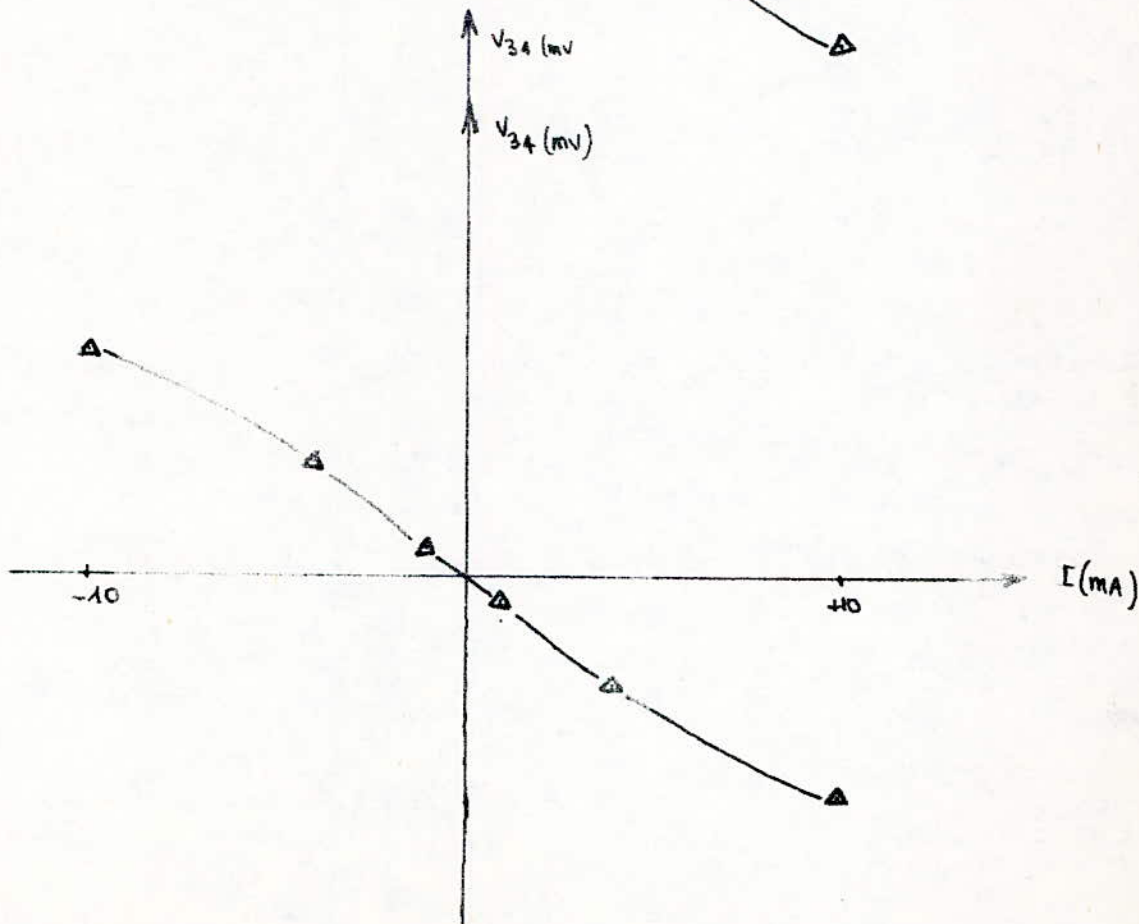
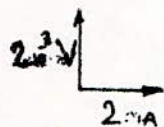
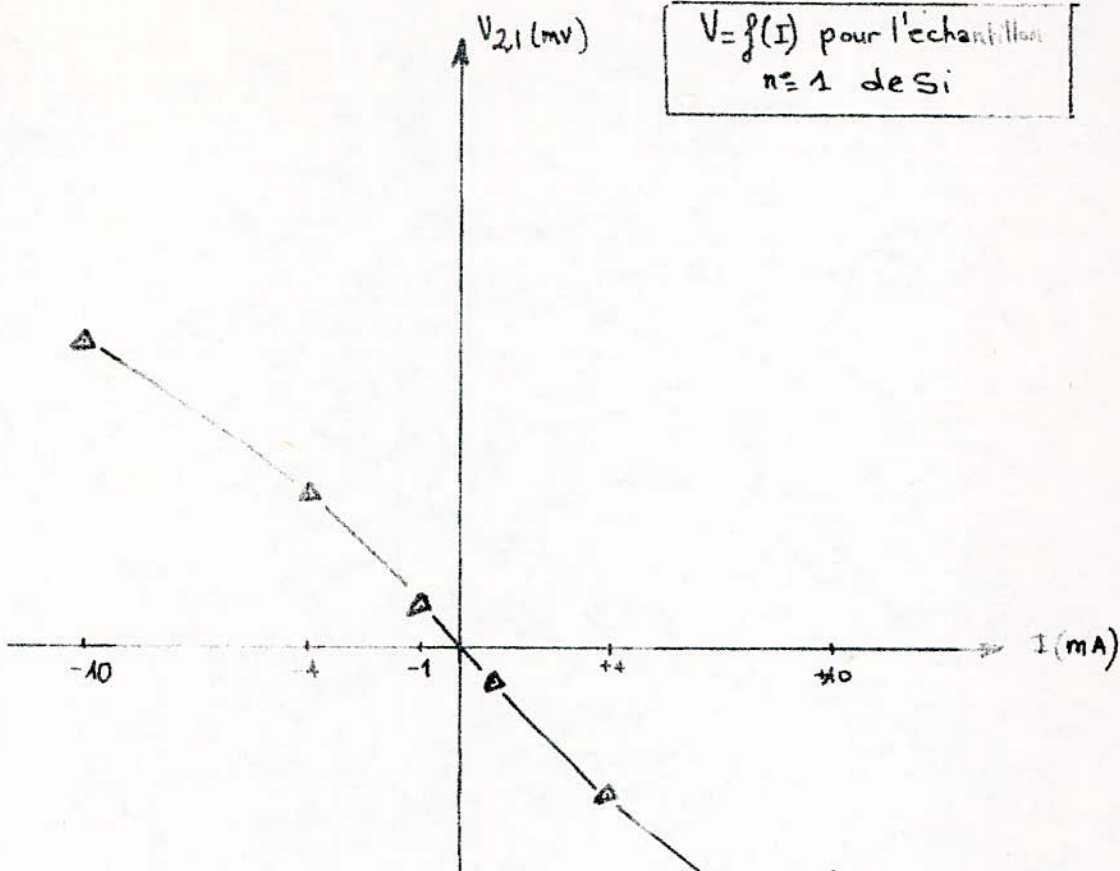
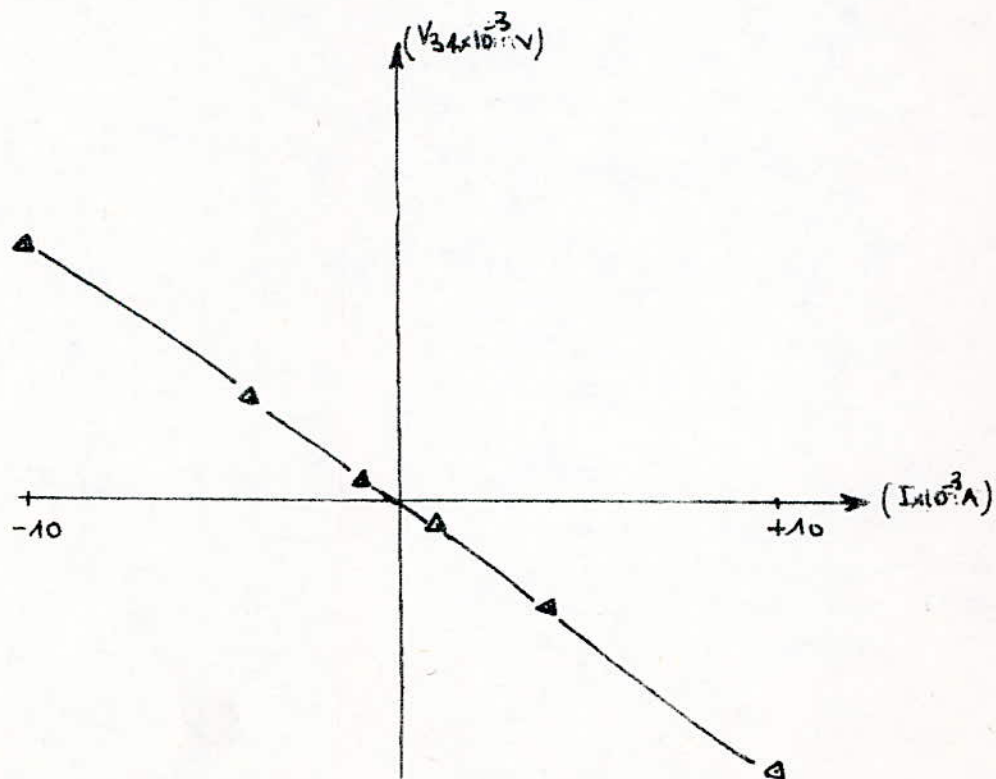
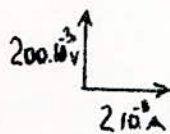
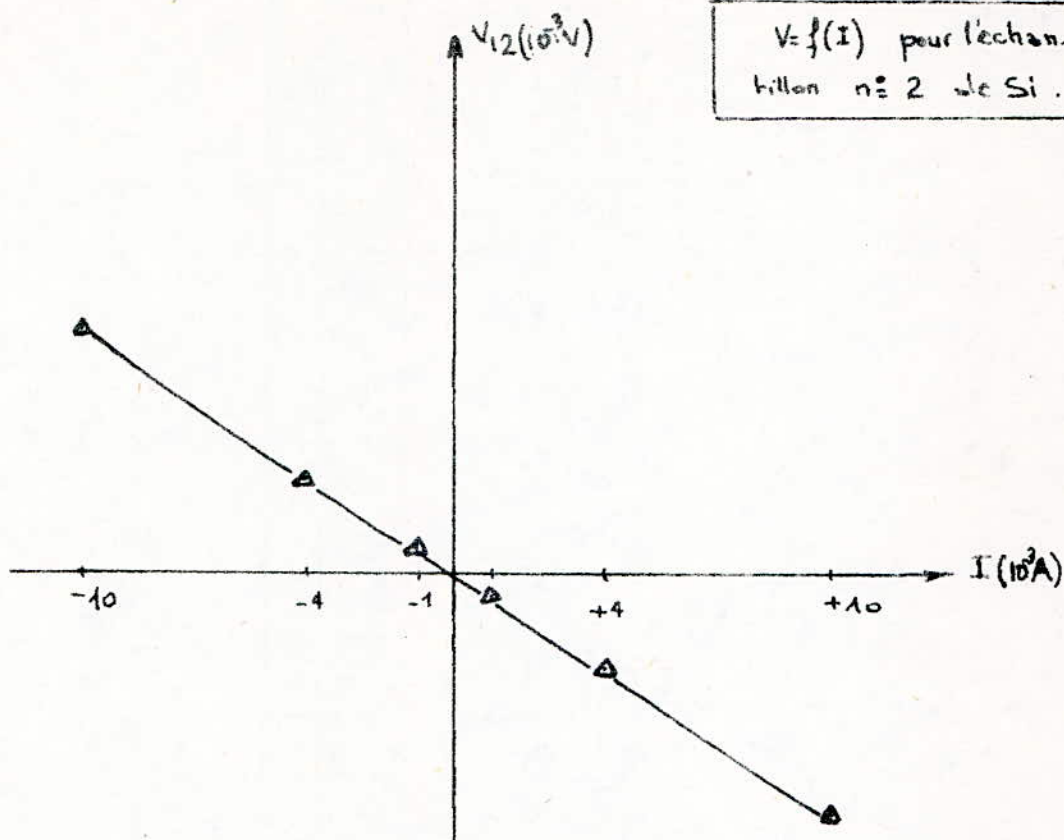


fig. 7b

fig 7b.

$V = f(I)$ pour l'échan-
tillon n° 2 de Si.



26

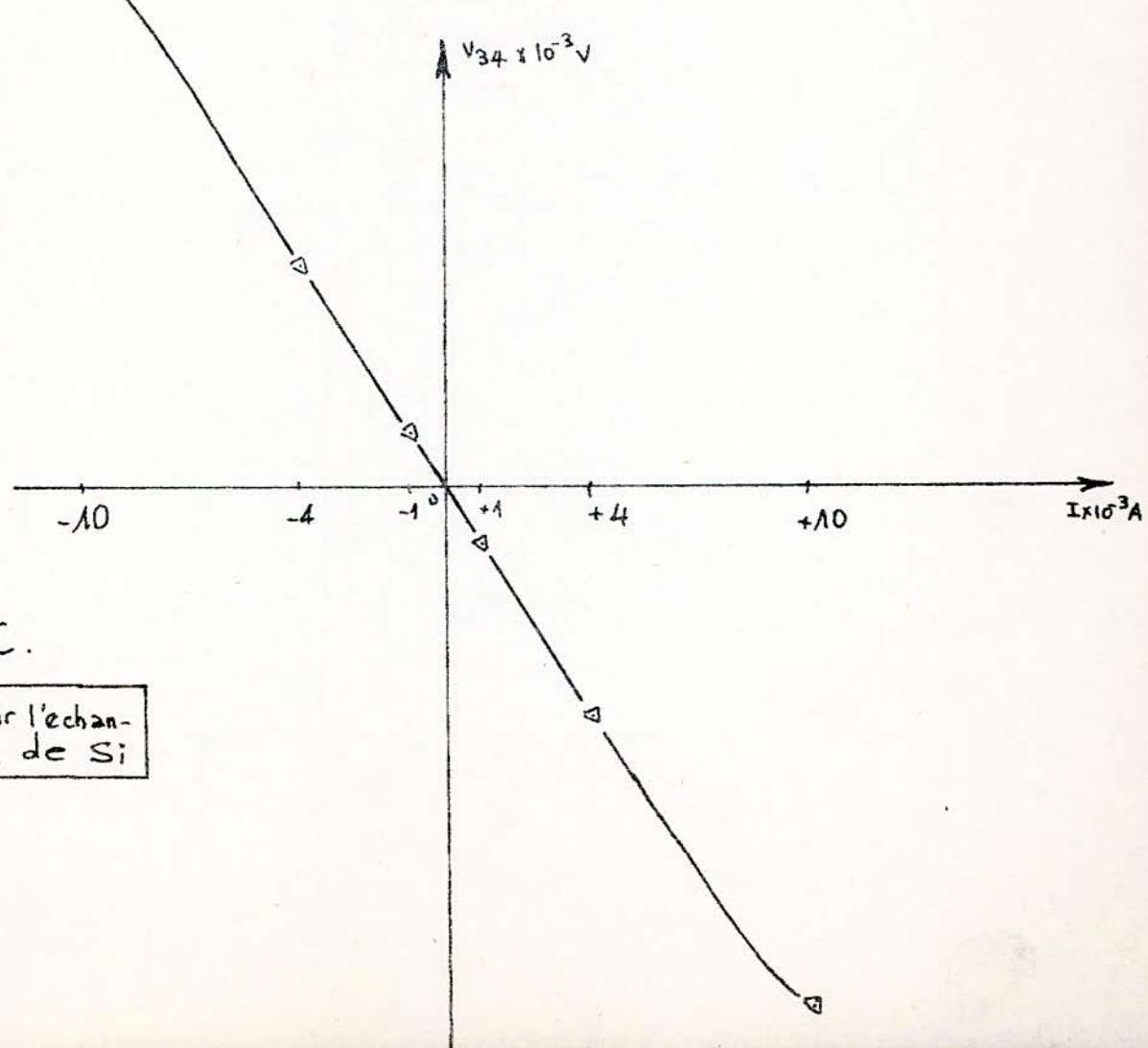
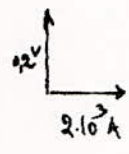
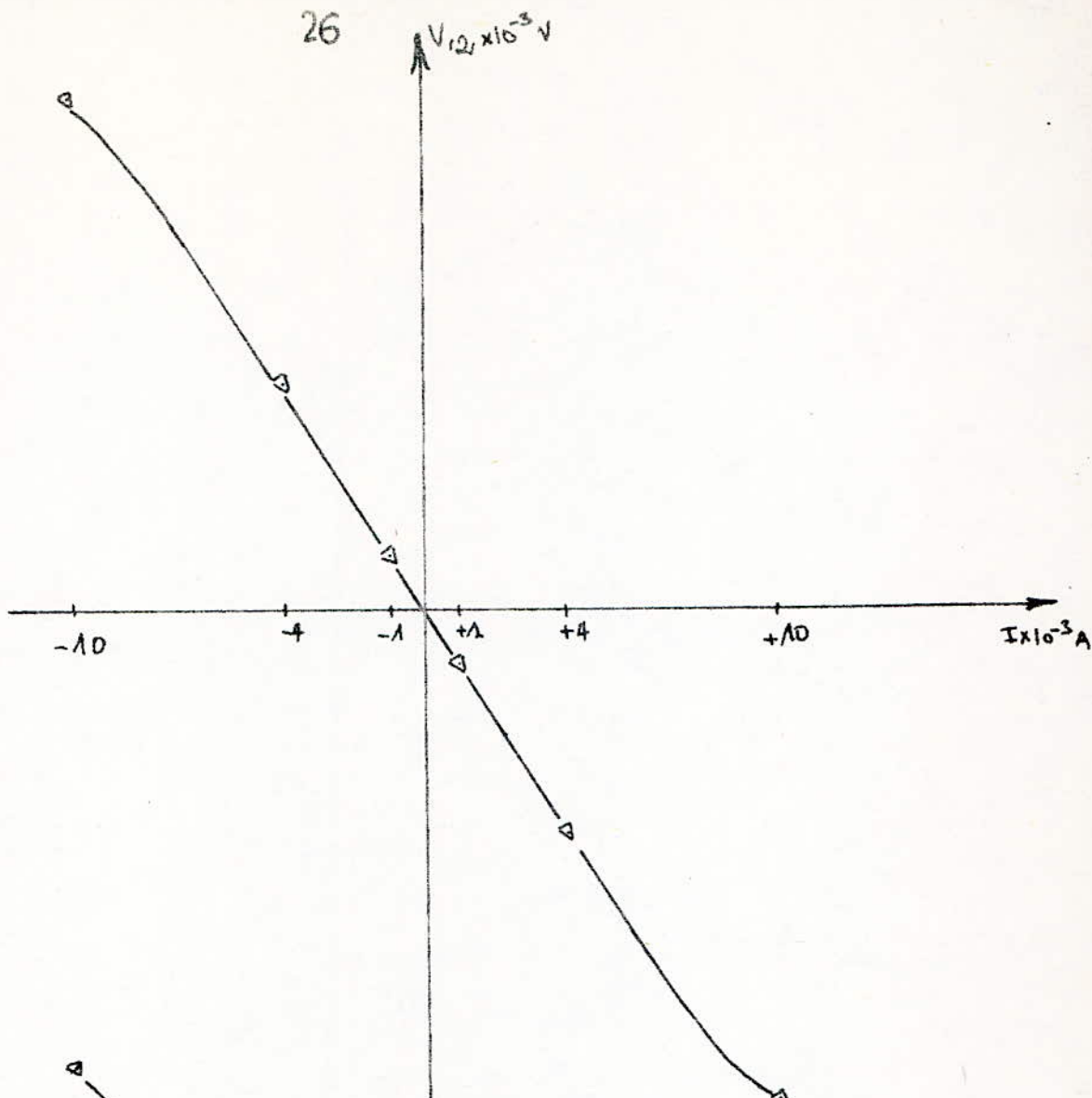


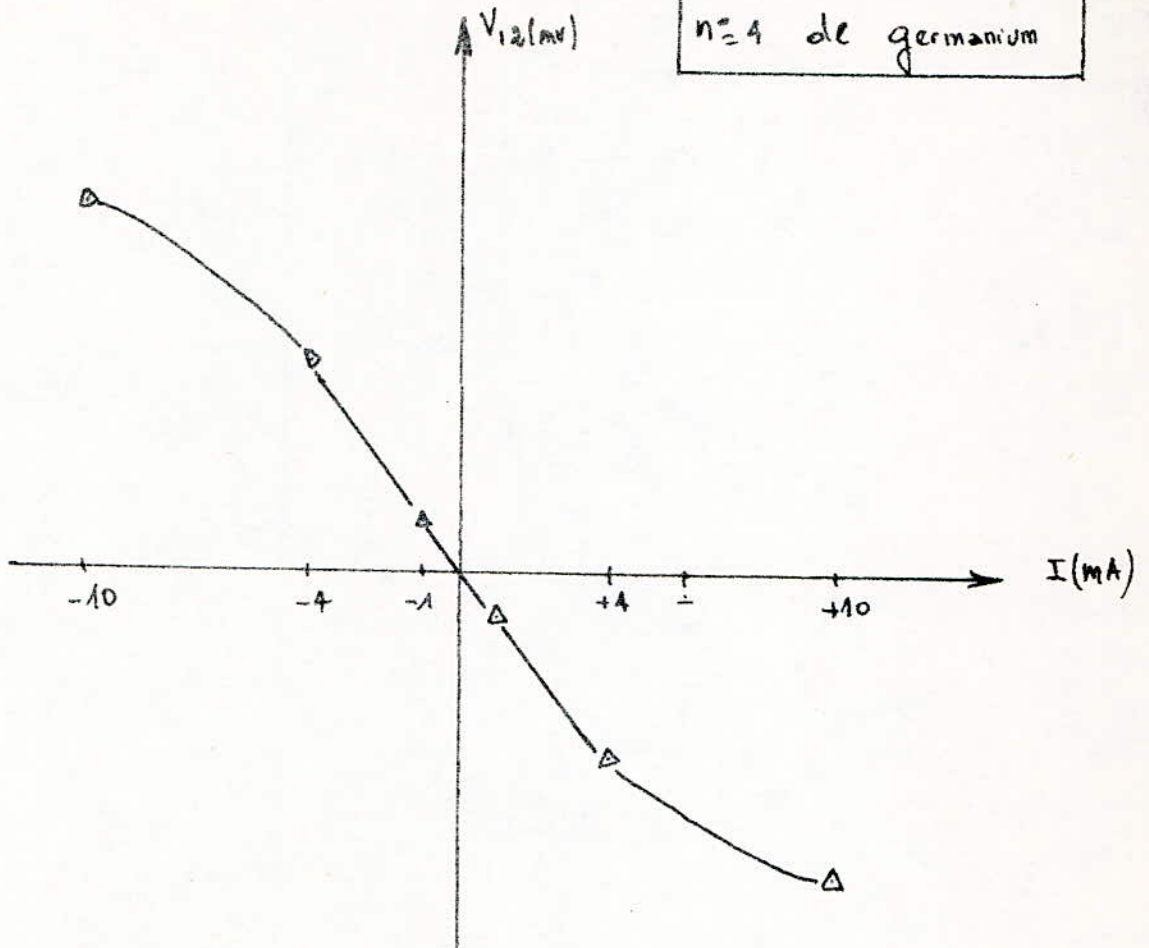
fig. 7C.

$V = f(I)$ pour l'échantillon n° 3 de Si

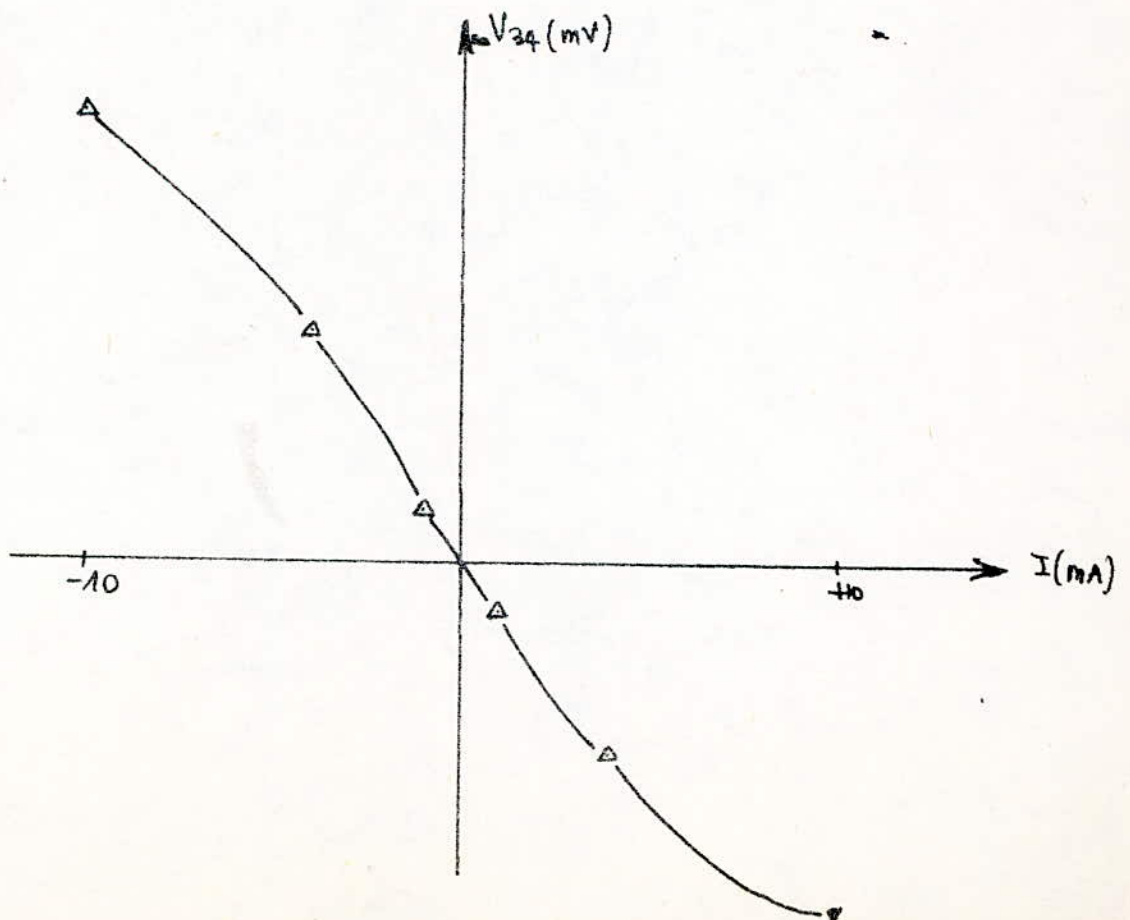
fig. 7d

fig. 7d

$V = f(I)$ pour l'échantillon
 $n = 4$ de germanium



0,2V
 2.10^{-3}



1.C Principe de Mesure :

Les mesures ont été effectuées en courant et champ magnétique continus.

Nous avons pris la valeur de l'induction B dans la partie linéaire de la courbe $V_H = f(B)$ (Voir courbes fig. 8a-8b-8c) pour être dans le cadre des approximations linéaires. ($\omega_c^2 \tau^2 \ll 1$)

Nous avons travaillé sur des échantillons de Silicium et de germanium dont les caractéristiques nominales données par le constructeur sont indiquées sur les courbes reportées fig. 9a et 9b.

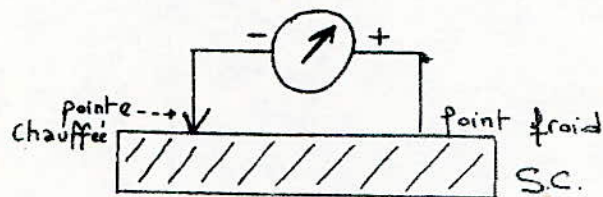
Le tableau ci-dessous, groupe les dimensions des échantillons étudiés et leur type de conductivité identifiée par le pouvoir thermoélectrique*

	n°1	n°2	n°3	n°4
Echantillon	Silicium	Silicium	Silicium	Germanium
<u>Dimensions en mm</u>				
Largeur :	2,85	5	4,9	3,9
épaisseur :	2,75	4,05	3,1	2,1
longueur :	5,7	20,12	6,7	7,5
distance entre contacts	2	10	3	3
Type de conductivité	P	P	P	N

TABLERAU N° 1

* Pouvoir thermo-électrique

dans le semi conducteur inconnu, relié à un millivoltmètre selon le schéma ci-dessous, on crée un gradient de température en chauffant la partie liée au moins (-) de l'appareil par convention.



Compte tenu de -ceci, si l'échantillon de semi-conducteur est de type P, l'aiguille du millivoltmètre déviara dans le sens positif.

Si par contre le semi-conducteur est de type N elle déviara dans le sens contraire.

fig 8a

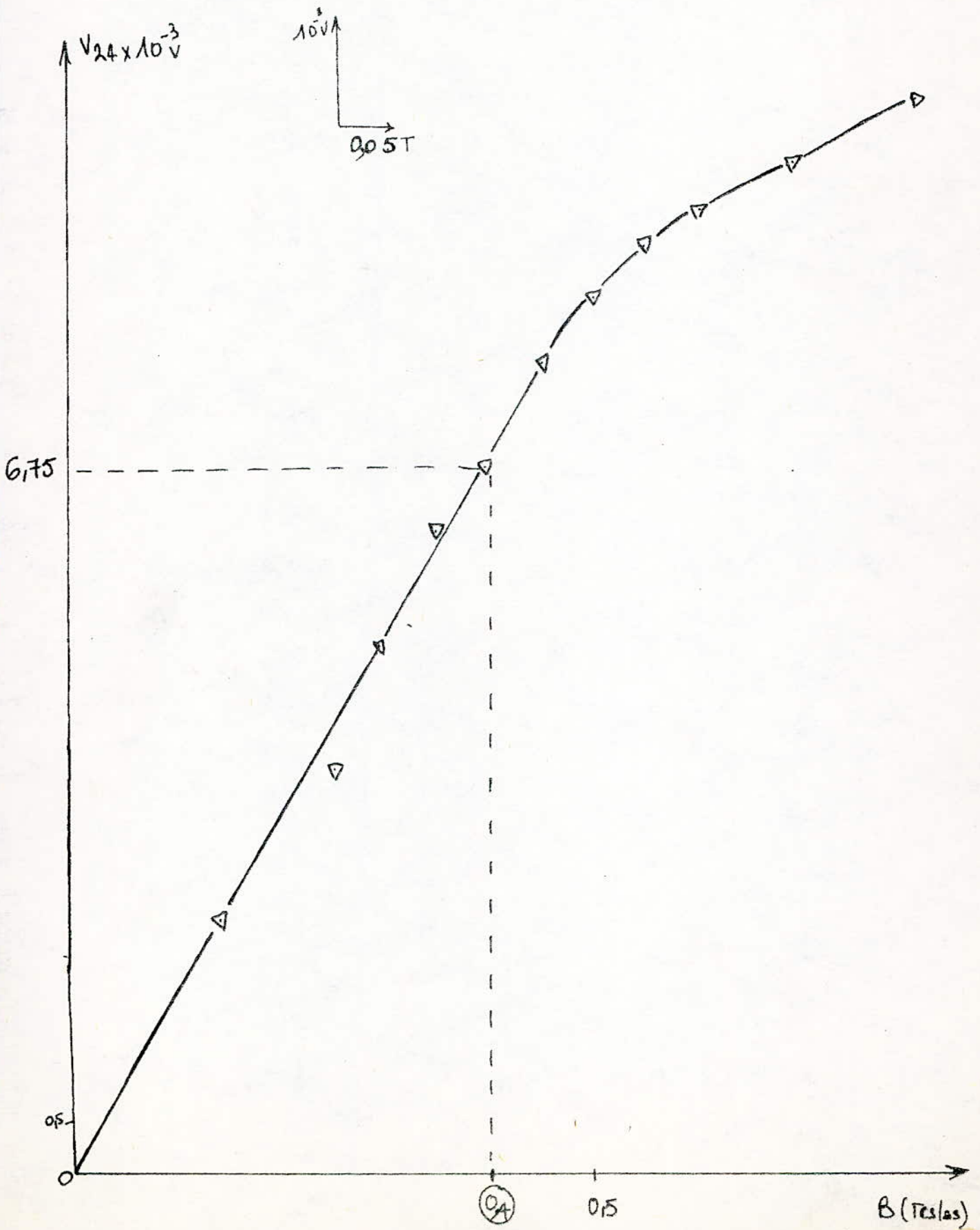
échantillon = 1
de silicium

fig 70

échantillon n° 4 de Ge

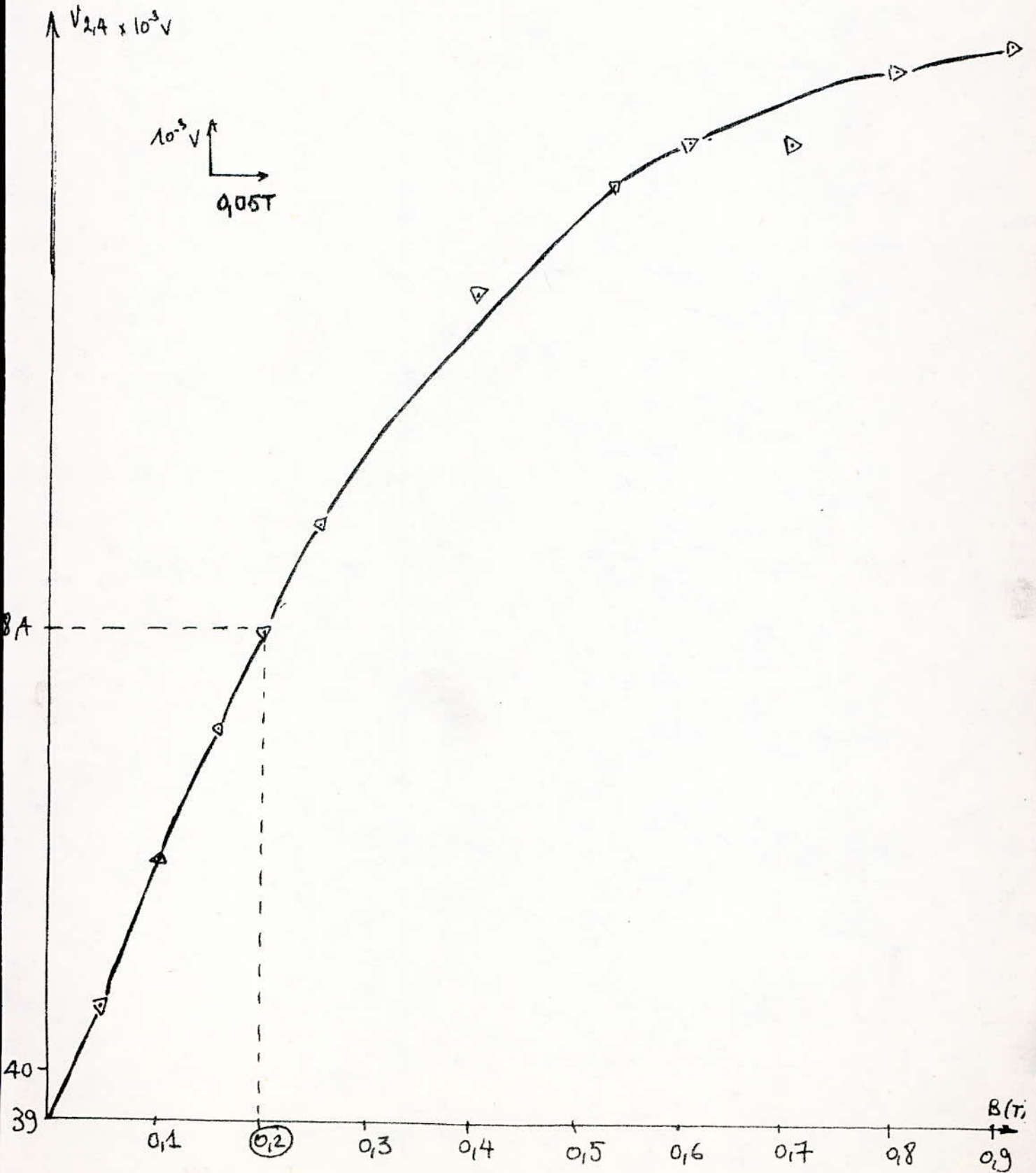
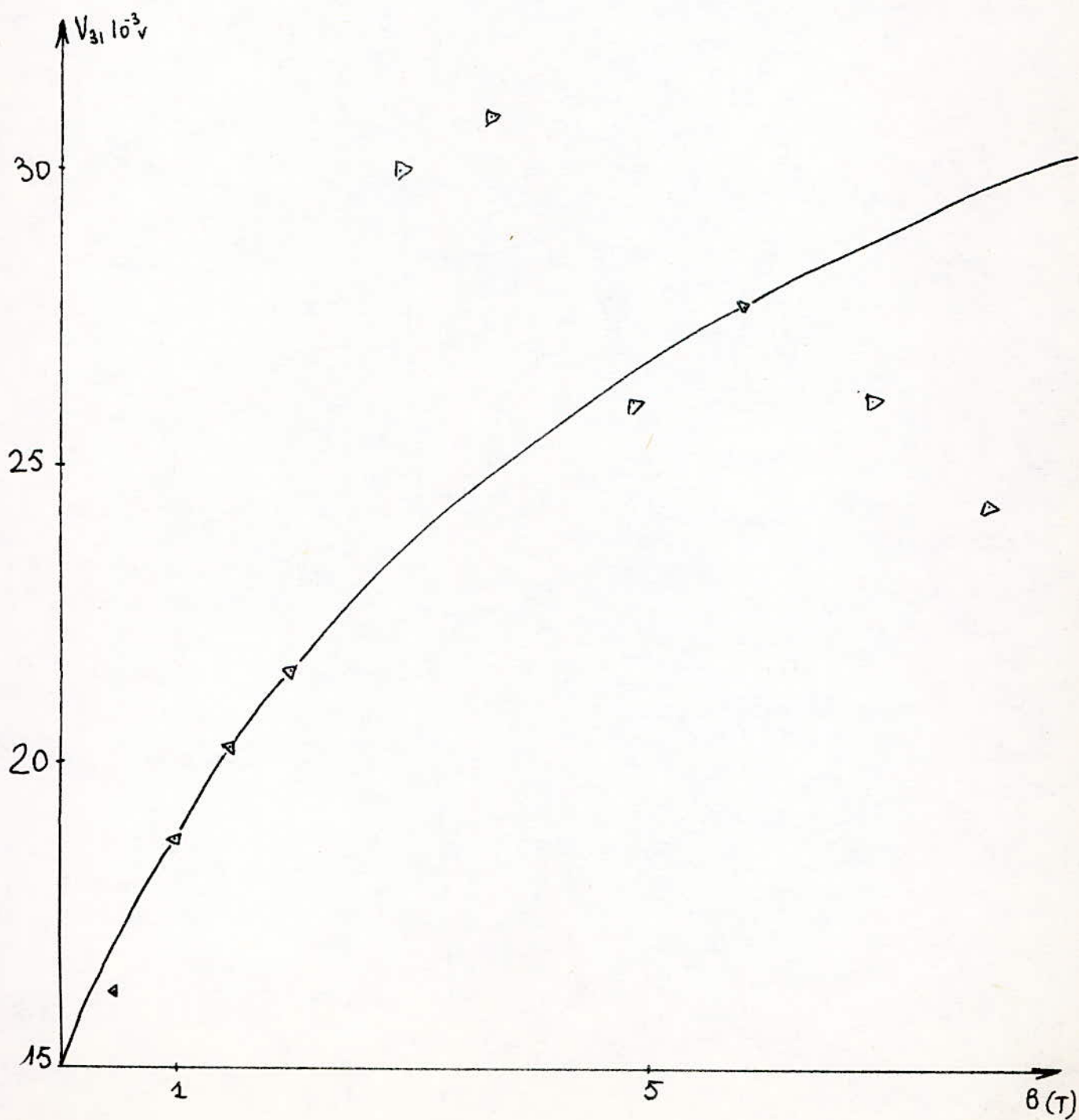


fig 8C

échantillon n°4
de germanium.

10^3 v
 $0,5 \text{ T}$



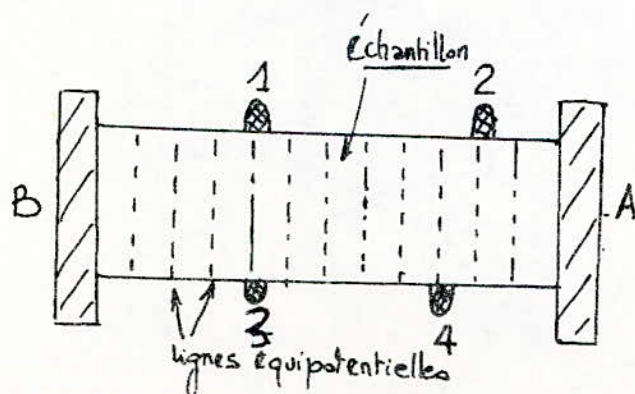
Remarques :

* La figure 82c donne l'allure de la courbe V_{31} en fonction de l'induction magnétique tracée pour un courant de 10 mA

- Cette courbe contient beaucoup de points aberrants car à 10 mA, l'échantillon s'échauffe, la conductivité commence à devenir intrinsèque (2 types de porteurs) on ne peut donc pas exploiter facilement nos mesures et par la même leurs résultats.

* Pour toutes les courbes $V_H = f(B)$ sauf pour la fig. 7a, on remarque que la courbe ne passe pas par zéro en absence de champ magnétique.

- Ceci résulte d'un non-alignement des contacts; les contacts n'étant pas sur une même équipotentielle il y a naissance d'une tension ohmique.



A-B: contacts courant

les contacts 2-4 ne sont pas alignés dans le cas de figure.

- fig 9a -

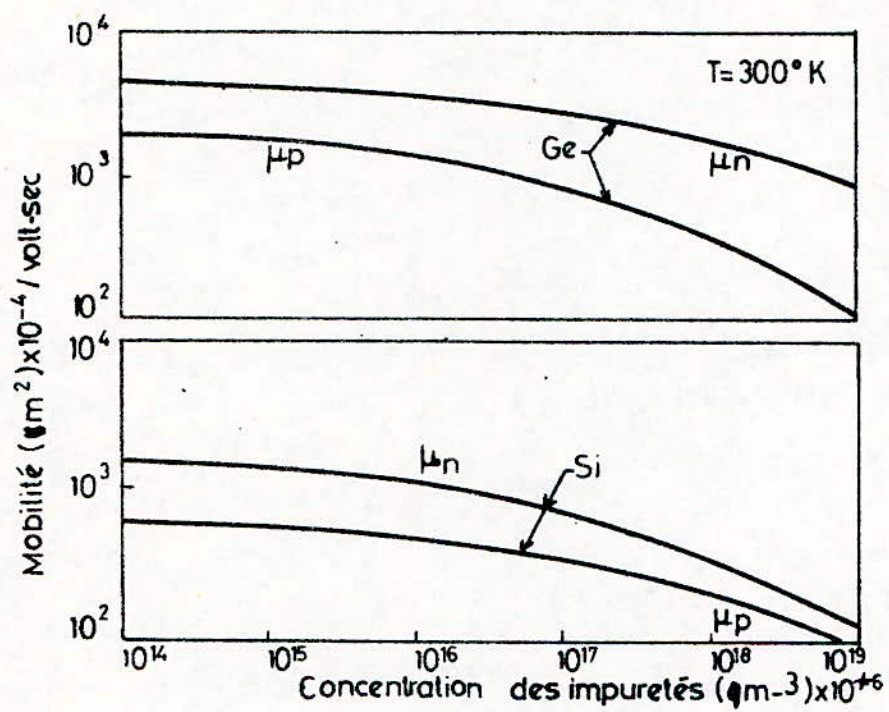
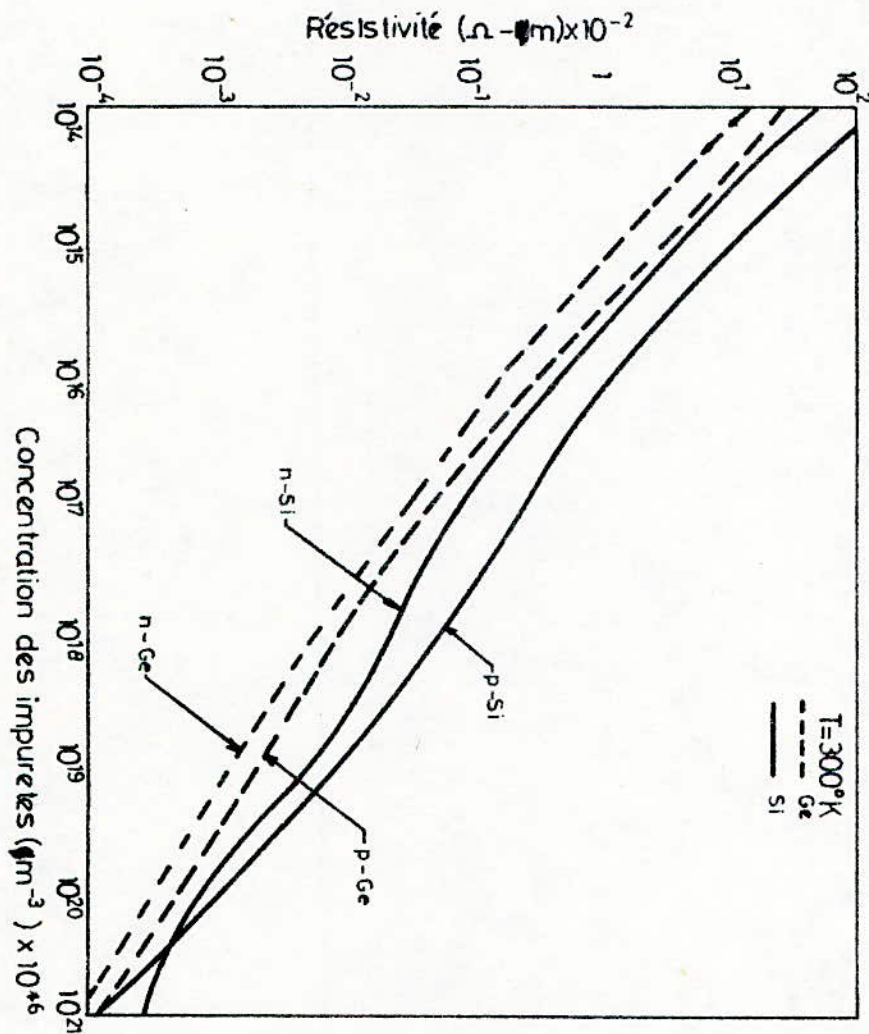


fig 9b



Mesure de la résistivité

Nos mesures ont été faites à induction nulle (afin d'éviter tout effet de magnétorésistance) et pour les 2 sens du courant.

Comme l'indique la figure 10-2, nous avons mesuré la tension entre sondes : 1-2 puis 3-4 (ainsi qu'entre 2-1 et 4-3 pour éviter l'effet de non alignement des contacts)

Ceci a été fait pour 3 valeurs assez faibles du courant de commande : 1mA, 4mA et 10mA.

Cette méthode de mesure a donné les valeurs ci-dessous pour le premier échantillon de silicium dont les dimensions sont données dans le tableau I

10^{-3} A	I^+	I^-
$V_{12} \text{ (V)}$	-0,1	+0,1
$V_{21} \text{ (V)}$	+0,1	-0,1
$V_{34} \text{ (V)}$	-0,07	+0,07
$V_{43} \text{ (V)}$	+0,07	-0,07
V_{moy}	0,085 V	
ρ_1	0,333 $\Omega \cdot \text{m}$	

$4 \cdot 10^{-3} \text{ A}$	I^+	I^-
$V_{12} \text{ (V)}$	-0,4	+0,4
$V_{21} \text{ (V)}$	+0,4	-0,4
$V_{34} \text{ (V)}$	-0,3	+0,3
$V_{43} \text{ (V)}$	+0,3	-0,3
V_{moy}	0,350 V	
ρ_2	0,324 $\Omega \cdot \text{m}$	

$10 \cdot 10^{-3} \text{ A}$	I^+	I^-
$V_{12} \text{ (V)}$	-0,8	+0,8
$V_{21} \text{ (V)}$	+0,8	-0,8
$V_{34} \text{ (V)}$	-0,6	+0,6
$V_{43} \text{ (V)}$	+0,6	-0,6
V_{moy}	0,700 V	
ρ_3^*	0,274 $\Omega \cdot \text{m}$	

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \quad \rightarrow \quad \boxed{\rho = 0,328 \Omega \cdot \text{m}}$$

* Voir remarque 1 paragraphe 1.b

Les résistivités ρ_1, ρ_2, ρ_3 sont déduites à partir de la loi d'ohm :

$$R = \frac{V}{JS} = \rho \frac{l}{S}$$

$$\Rightarrow \boxed{\rho = \frac{V}{J} \times \frac{1}{l}}$$

l étant la distance en mètres (m) entre sondes

V la tension en Volts (V) mesurée entre sondes

J la densité de courant en Amperes/mètre-carré (A/m^2)

fig 10a.

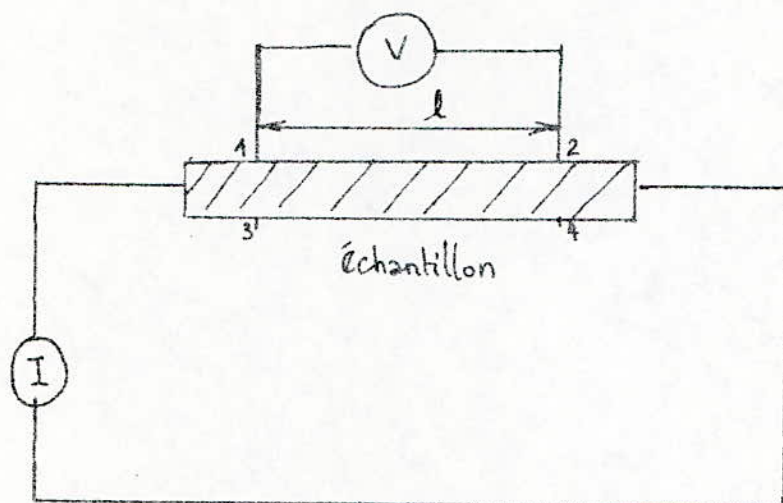
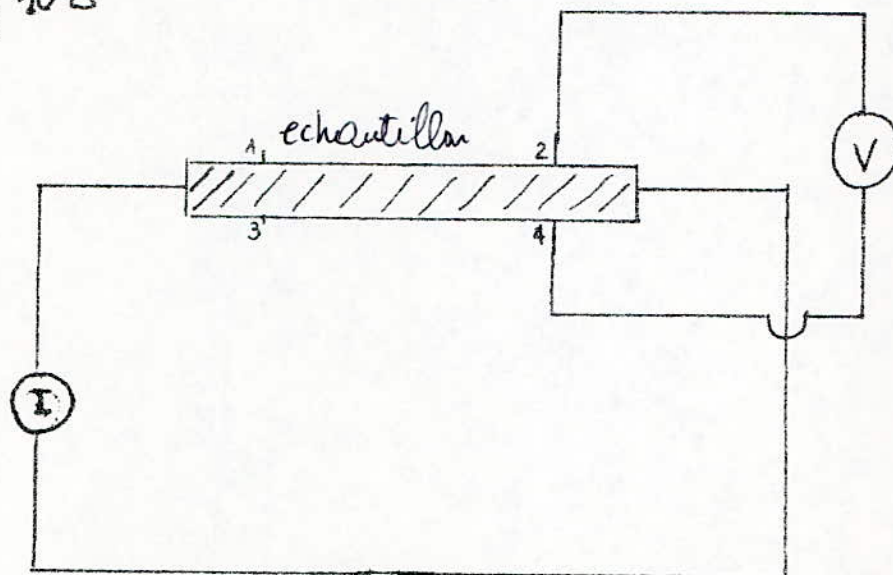


fig 10b



Mesure de la tension de Hall: fig. 10b

Afin d'éliminer les causes d'erreur qui peuvent apparaître lors de cette mesure, à savoir :

- l'effet dû au non-alignement des contacts sur une même ligne équipotentielle.

- l'effet dû à l'existence d'un gradient thermique longitudinal dans l'échantillon

et l'effet de l'existence d'une tension due à la création par effet ettinghausen d'un gradient thermique transversal,

Nous avons alors, adopté la méthode indiquée par Lindberg qui consiste à effectuer 4 mesures pour chaque tension, à savoir :

Mesures	Sens du champ	Sens du courant
E_1	+	+
E_2	+	-
E_3	-	-
E_4	-	+

La tension de Hall est alors calculée à l'aide de la relation :

$$V_H + V_E = \frac{E_1 - E_2 + E_3 + E_4}{4}$$

La seule erreur qui subsiste est celle due à l'effet Ettinghausen V_E , mais elle est minime (quelques pour cents de μV) elle est donc négligeable et nous pouvons écrire :

$$V_H = \frac{E_1 - E_2 + E_3 - E_4}{4}$$

Compte tenu, du fait que nous avons effectué la mesure pour les valeurs 1 mA, 4 mA et 10 mA du courant de commande, les tableaux ci-dessous donnent les valeurs trouvées dans le cas du silicium n° 1

1 10^{-3} A	I ⁺		I ⁻	
0,4 T	B ⁺	B ⁻	B ⁻	B ⁺
$V_{13} \cdot 10^{-3} V$	E ₁	E ₂	E ₃	E ₄
	+4	-4	+4	-4
$V_{23} \cdot 10^{-3} V$	-4	+3	-4	+3
$V_{24} \cdot 10^{-3} V$	+5	-3	+3	-5
$V_{42} \cdot 10^{-3} V$	-5	+3	-3	+4
V_{moy}	3,81 mV			
R_{H1}	$2,62 \cdot 10^{-2} m^3/c$			

4 10^{-3} A	I ⁺		I ⁻	
0,4 T	B ⁺	B ⁻	B ⁻	B ⁺
$V_{13} \cdot 10^{-3} V$	E ₁	E ₂	E ₃	E ₄
	+14	-14	+14	-11
$V_{23} \cdot 10^{-3} V$	-14	+14	-14	+11
$V_{24} \cdot 10^{-3} V$	+20	-15	+15	-20
$V_{42} \cdot 10^{-3} V$	-25	+10	-15	+15
V_{moy}	16 mV			
R_{H2}	$2,75 \cdot 10^{-2} m^3/c$			

10 10^{-3} A	I ⁻		I ⁻	
0,4 T	B ⁺	B ⁻	B ⁻	B ⁺
$V_{13} \cdot 10^{-3} V$	E ₁	E ₂	E ₃	E ₄
	+24	-20	+20	-20
$V_{23} \cdot 10^{-3} V$	-20	+20	-20	+20
$V_{24} \cdot 10^{-3} V$	+30	-30	+20	-30
$V_{42} \cdot 10^{-3} V$	-30	+20	-25	+30
V_{moy}	23,68 mV			
R_{H3}^*	$1,62 \cdot 10^{-2} m^3/c$			

$$R_H = \frac{R_{H1} + R_{H2}}{2} \Rightarrow$$

$$R_H = 2,68 \cdot 10^{-2} m^3/c$$

* Voir remarque 1. paragraphe 1.6

Les constantes de Hall R_{H1} , R_{H2} et R_{H3} ont été calculées à partir de la formule (I) p.10

Remarque :

Les tableaux précédents permettent également de déduire le type de dopage confirmant le test effectué par le pouvoir thermoélectrique.

En effet si nous considérons une des tensions pour des sens de champ et de courant fixés, par exemple la tension V_{13} pour B^+ et I^+ , on voit qu'elle est positive. Ce résultat concorde avec la théorie, compte tenu des conventions que nous nous sommes imposées pour le courant et le champ magnétique (voir fig. 11)

Puisque l'échantillon est de type p,

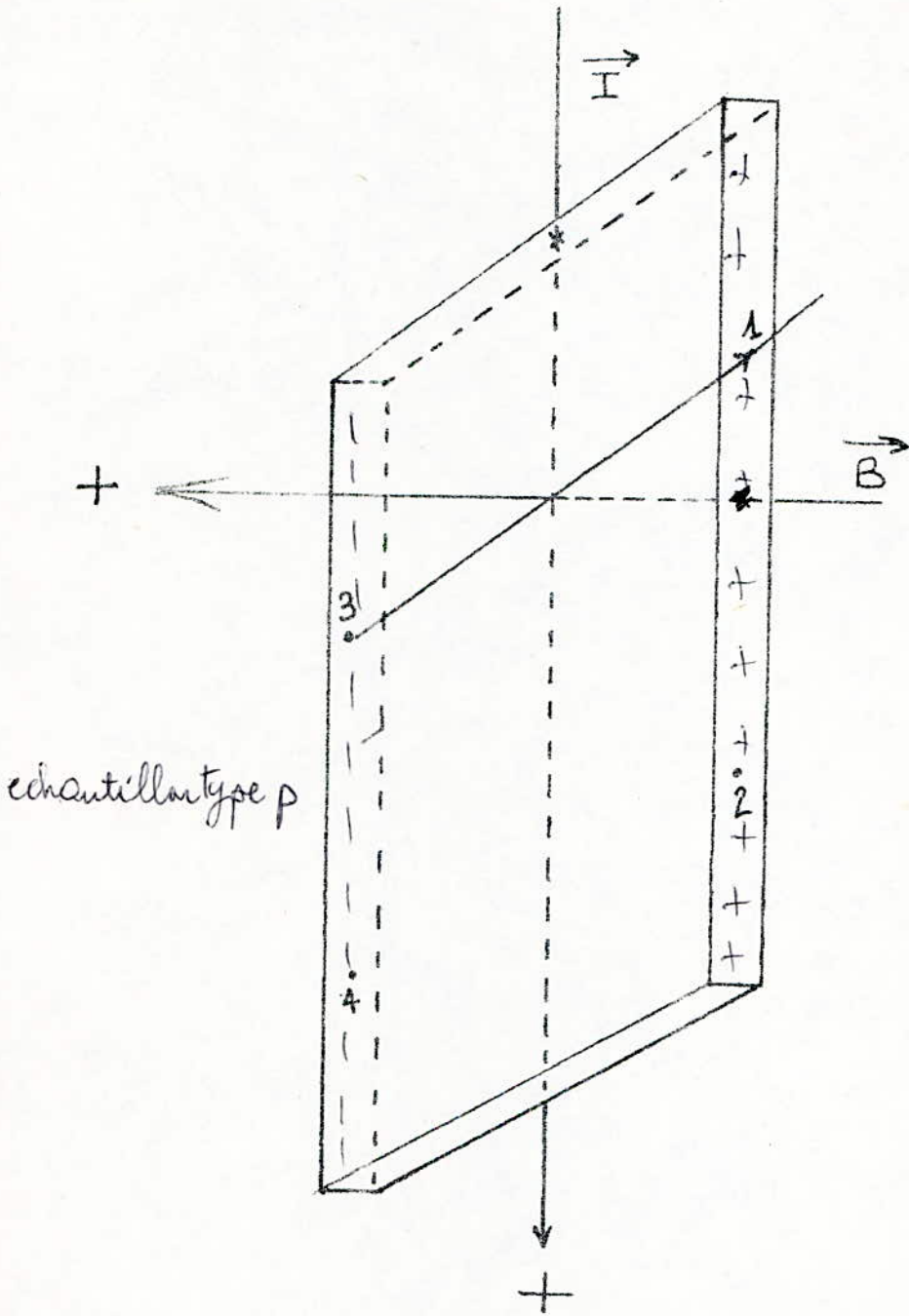
$$R_H = \frac{1}{pq} \Rightarrow p = \frac{1}{qR_H} \Rightarrow \boxed{p = 230 \cdot 10^{19} / m^3}$$

$$\text{et } \mu_p = \frac{R_H}{e} \rightarrow \boxed{\mu_p = 0,0731 m^2 / v.s}$$

p et μ_p étant respectivement la concentration et la mobilité des porteurs de charge.

Remarque : Nous avons adopté cette méthode de mesure de résistivité et d'effet Hall pour tous les échantillons que nous avons étudiés

Fig n° 11



III 2. Résultats et Interprétations :

Les mesures ont été faites avec un champ de 0,4 Teslas pour les échantillons de Silicium et 0,2 Teslas pour l'échantillon de germanium afin d'être dans le cadre des approximations (c.a.d $\omega_c^2 \tau^2 \ll 1$)

a) Résultats :

Les résultats sont groupés dans le tableau II en émettant l'hypothèse que toutes les impuretés dopantes sont ionisées ce qui est vrai à température ambiante ; donc :

$$n = N_d$$

$$\text{et } p = N_a.$$

b) Interprétations : (Tableaux III et IV)

Les 3 échantillons au silicium présentent la même résistivité, c'était prévisible puisqu'ils ont été coupés sur une même plaque.

Par ailleurs compte tenu de l'hypothèse ($n = N_d$ et $p = N_a$), la valeur n ou p donnée par le fig 9a pour le silicium nous donne

une résistivité supérieure à celle déterminée expérimentalement ; cette différence serait due aux erreurs commises sur la mesure des paramètres géométriques.

Le germanium présente une résistivité moyenne de $0,27 \Omega \cdot m$ assez proche de la valeur théorique obtenue par extrapolation (fig. 9 b), ce pas beaucoup dopé $n = 5 \cdot 10^{19} / m^3$

Echantillons	Résistivité (ρ) $\Omega \cdot m$	constante de Hall (R_H) m^3/C	densité des porteurs libres n ou p / m^3	Mobilité (R_H/ρ) en $m^2/V.S$	$\theta_0 = -A.B$	Angle de Hall θ ($^\circ$)
n° 1	0,3920	+ 2,63.10 ²	3.10 ²⁰	0,0731	- 0,02925	- 1,67
n° 2	0,310	+ 2,13.10 ²	2,9.10 ²⁰	0,0680	- 0,02720	- 1,55
n° 3	0,314	+ 1,89.10 ²	3,3.10 ²⁰	0,0602	- 0,02408	- 1,38
n° 4	0,272	- 11,58.10 ²	5,3.10 ¹⁹	0,4257	- 0,17030	- 9,66

les échantillons n° 1, 2, 3 sont au silicium
l'échantillon n° 4 est au germanium.

TABEAU: N° III

échantillons	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4
résistivité expérimentale ($\Omega \cdot m$)	0,390	0,310	0,314	0,272
densité des porteurs / m^3 (expérimentale)	$3 \cdot 10^{20}$	$2,9 \cdot 10^{20}$	$3,3 \cdot 10^{20}$	$5,3 \cdot 10^{19}$
résistivité théorique ($\Omega \cdot m$)	0,37	0,37	0,37	0,25
densité des porteurs (théorique) / m^3	$4 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{20}$	$6 \cdot 10^{19}$

TABEAU: N° IV

échantillon	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4
mobilité expérimentale des porteurs ($m^2/v.s$)	0,0731	0,0680	0,0602	0,4257
densité des porteurs / m^3 (expérimentale)	$3 \cdot 10^{20}$	$2,9 \cdot 10^{20}$	$3,3 \cdot 10^{20}$	$5,3 \cdot 10^{19}$
mobilité théorique des porteurs ($m^2/v.s$)	0,0600	0,0600	0,0600	0,4500
densité des porteurs / m^3 (théorique)	$4 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{20}$	$6 \cdot 10^{19}$

IV Conclusion

L'effet Hall est un outil de choix dans l'étude des semi-conducteurs ; ses mesures associées à celles de la résistivité permettent la détermination de plusieurs caractéristiques telles que la nature et la densité des porteurs de charge et leurs mobilités..

La méthode de Lindberg permet d'éliminer les risques d'erreur pouvant résulter d'un non-alignement des contacts ou de certains effets (Neast et Righi-Leduc)

Cependant pour plus de précisions, dans le cas d'une mesure de tension de Hall faible, il est préférable d'utiliser un courant alternatif, (les erreurs ne sont plus négligeables) la tension de Hall est alors mesurée grâce à un détecteur synchrone.

- BIBLIOGRAPHIE -

- [1] - Dominique BORDE : Contribution à l'étude des propriétés thermoélectriques de solutions $Pb_{(1-x)}S_nTe_x$
Thèse CEA-R3399 Faculté des sciences de l'université de PARIS.
- [2] - S.M. SZE : Physics of semi-conductor devices
- [3] - C. KITTEL : Introduction à la physique de l'état solide.
- [4] - E.H. PUTLEY : The Hall Effect and related Phenomena.
- [5] - M. DERJOURI : Propriétés électriques de phosphore d'indium.
Détermination du niveau d'énergie des impuretés
Rapport SEP-CEN-SACLAY
- [6] R.T.C. - La Radio technique - COMPELEC :
L'effet Hall. 2nde édition.
- [7] M.M. MILOUD et BENAÏCHE : étude et mesure des paramètres de semi-conducteurs
Projet de fin d'étude - Ecole nationale Polytechnique ALGER.
-