

UNIVERSITE D'ALGER

6/75

nea

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRICITE

SECTION ELECTRONIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

*ETUDE & MESURE DES PARAMETRES
DES SEMI-CONDUCTEURS*

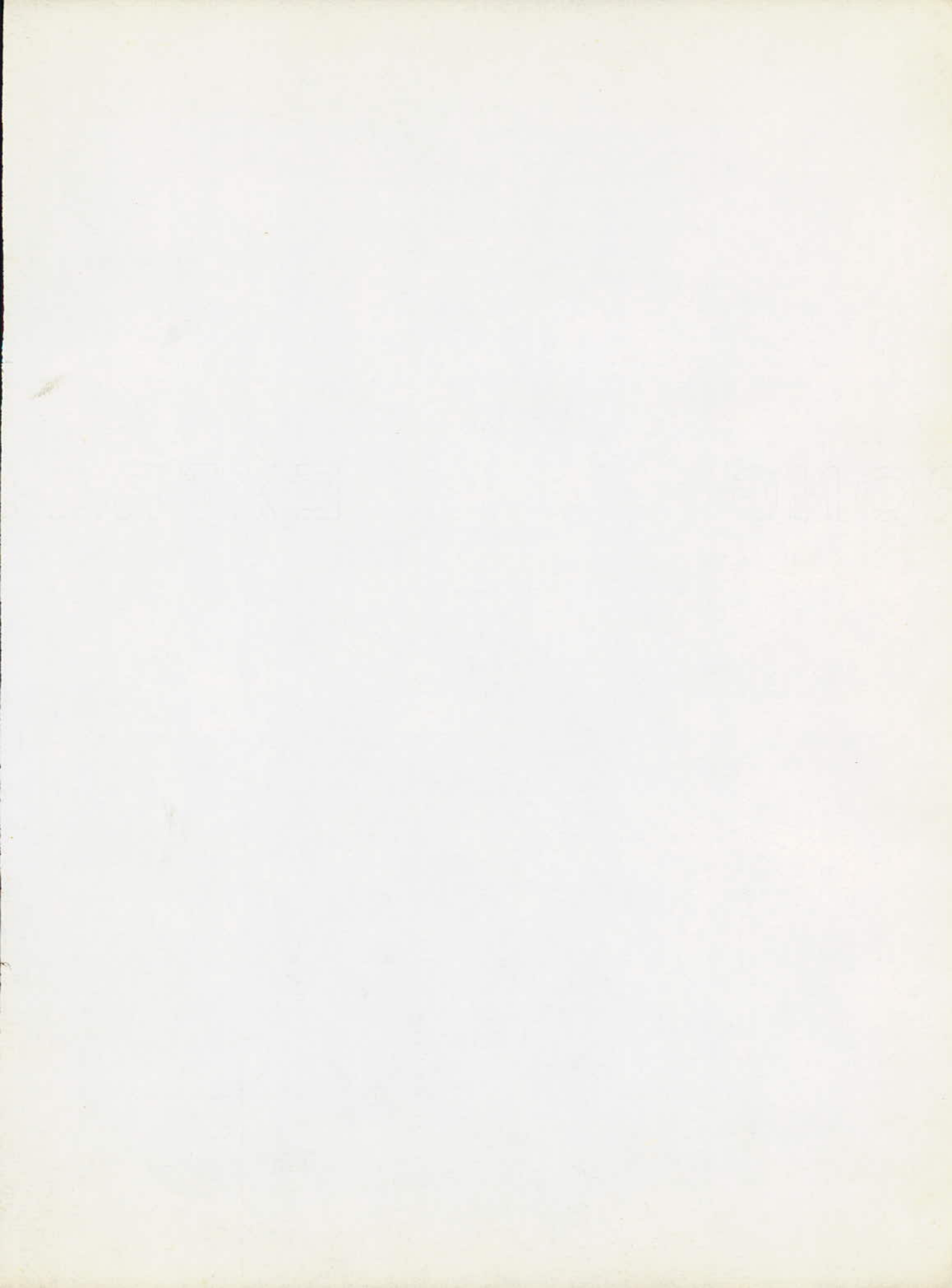
PROPOSÉ PAR :
M^r KOULECHOV

ETUDIÉ PAR :
MM. MILOUD
et BENAICHE

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
- المكتبة -
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
المكتبة
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

PROMOTION 1975



UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRICITE

SECTION ELECTRONIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

*ETUDE & MESURE DES PARAMETRES
DES SEMI-CONDUCTEURS*

PROPOSÉ PAR :
M^r KOULECHOV

ETUDIÉ PAR :
MM. MILOUD
et **BENAICHE**

PROMOTION 1975

Je dédie cette thèse à mes parents qui ont mis
toute leur confiance en moi.

Ahmed.

Je dédie cette thèse à ceux qui me sont chers et à
ceux qui persévèrent.

Abdelkader.

**Nous remercions vivement messieurs
KOULECHOV et RUIZ, nos promoteurs de
nous avoir guidé tout au long de notre
projet et de nous avoir éclairé de leurs
conseils.**

Nous tenons à remercier également
tous les professeurs de l'Ecole Nationa-
le Polytechnique qui ont contribué de
loin ou de près à notre formation ainsi
que la direction et le personnel du dé-
partement Electricité.

- S O M M A I R E -

Pages

Avant Propos	1
Introduction	2
<u>1^{ère} Partie : Physique des semi-conducteurs</u>	
Ch. 1 ^{er} : Rappel de la mécanique quantique	5
Ch. 2 : Théorie des bandes	10
Ch. 3 ; Statistiques de Fermi-Dirac	16
Ch. 4 : Les semi-conducteurs	19
Ch. 5 : Etude de la résistivité	30
Ch. 6 : Durée de vie et libre parcours moyen des porteurs minoritaires	34
Ch. 7 : Rôle des mesures	37
<u>2^{ème} Partie : Mesures.</u>	
Rôle de l'orientation cristallographique	41
Mesure de la résistivité	44
Effet Hall (mesure de la concentration)	62
Type de conductivité	75
Durée de vie	86
Conclusion	92
Annexe : Propriétés du Si, du Ge et du GaAs	93
Appareils utilisés dans la manip. sur la résistivité : ..	94
Appareils utilisés dans la manipulation sur l'effet Hall	95
Bibliographie	96

AVANT- PROPOS

Au moment où les pays en voie de développement en général et l'Algérie en particulier sont confrontés aux problèmes technologiques et qu'ils achètent à prix d'or la technologie des pays développés, nous avons pensé étudier un aspect technologique de la fabrication des semi-conducteurs. Nous croyons contribuer modestement par l'apport de cette étude à l'indépendance totale de notre pays.

Nous avons trouvé une aide précieuse à l'ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE qui a mis à notre disposition aussi bien le matériel, les appareils de mesure que la bibliothèque.

L'exposé est divisé en deux grandes parties; la première traite de la physique des semi-conducteurs. Nous avons essayé de donner un aperçu précis et concis. C'est ainsi que nous avons énoncé sans démonstration l'équation de Schrödinger. La statistique de Fermi-Dirac, la théorie des bandes et le chapitre sur les semi-conducteurs sont présentés d'une manière aussi simple que possible. Nous avons cloturé cette première partie par un chapitre sur le rôle des mesures.

La deuxième partie est consacrée aux mesures proprement dites. Pour chaque paramètre nous avons présenté une ou deux méthodes et nous avons choisi la plus efficace, compte tenu des possibilités matérielles. Nous avons réalisé conformément aux buts visés des maquettes pour étudier la résistivité, la concentration des porteurs et le type de conductivité.

I N T R O D U C T I O N

L'histoire des Semi-conducteurs remonte aux années 1833 - 1839 par l'étude des propriétés de certains électrolytes. Vers 1915 on commence à utiliser les cristaux de galène comme détecteur.

En 1920, on utilise les redresseurs au Sélénium et à l'oxyde de Cuivre.

En 1923 SCHOTTKEY publie une théorie des redresseurs secs, première contribution à l'étude théorique des Semi-conducteurs. Dans cette tâche l'étude de la mécanique quantique se révèle indispensable.

Pendant la deuxième guerre mondiale, par suite des besoins du radar, la diode à Semi-conducteur connut un nouvel essor. En effet la distance entre les deux électrodes des diodes à vide est du même ordre de grandeur que les longueurs d'ondes employées dans les radars.

En 1948, dans les laboratoires Bell aux U.S.A, le transistor de contact (à pointe) est découvert par Brattain et Barden. Peu à près SCHOCKLEY met au point le transistor à jonction. Ce dernier n'a cessé de se développer et de se perfectionner et est actuellement le seul type de transistor utilisé et fabriqué industriellement sur une grande échelle. Quelques années plus tard (1952) SCHOCKLEY étudia une théorie sur le transistor à effet de champ. Les dispositifs à Semi-conducteurs prennent de plus en plus d'importance dans la technologie moderne. Les travaux récents les plus prometteurs, sont ceux de 1958, c'est à cette époque que ESAKI découvrit la diode à effet tunnel.

Les Semi-conducteurs trouvent une large application dans beaucoup de domaines. Pour ne citer que les plus importants, il y a l'information, l'espace, la médecine etc... Les tubes à vide présentent de gros inconvénients sur les Semi-conducteurs (encombrement, énergie consommée, fiabilité etc...). Ils ont été vite supplantés dès que la technologie des Semi-conducteurs a été possible.

La fabrication des Semi-conducteurs exige une multitude d'opérations. Pour fixer les idées un transistor demande plus de 100 opérations.

- Usinage des Semi-conducteurs
- Création des structures Semi-conductrices
- Assemblage et encapsulage
- Contrôle.

La fabrication, fait intervenir des opérations chimiques, mécaniques électriques etc...

Une des méthode de fabrication des Semi-conducteurs est la technologie PLANAR qui fut décrite en 1960. Depuis, elle est devenue, la principale méthode de fabrication des dispositifs à Semi-conducteurs et des Circuits intégrés. Elle a permis une avance considérable grâce à un grand degré d'intégration des composants à Semi-conducteurs et d'une miniaturisation très poussée des appareils électriques. A titre d'exemple une pastille de dimension $5 \times 5 \text{ mm}^2$, peut comporter de $5 \text{ à } 6 \times 10^3$ transistors !..

PREMIERE PARTIE

PHYSIQUE DES SEMI-CONDUCTEURS

I) INTRODUCTION :

Pendant longtemps on a distingué 3 catégories de corps solides d'après leur conductibilité électrique.

- 1°) Les métaux dont la résistivité va de $1,6 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$ pour l'argent à $9,5 \cdot 10^{-7} \Omega m$ pour le mercure et croit avec la température.
- 2°) Les " mauvais conducteurs " dont la résistivité va en gros de 10^{-1} à $10^4 \Omega \cdot m$. Elle croit en général par échauffement.
- 3°) Les " bons isolants " de résistivité au moins égale à $10^{10} \Omega \cdot m$ qui croit elle aussi par échauffement.

Aujourd'hui les " mauvais " conducteurs " sont appelés Semi-Conducteurs, leurs propriétés ont été soigneusement étudiées et c'est un des grands succès de la mécanique ondulatoire et quantique que de les avoir expliquées et prévues.

II) PRINCIPAUX RESULTATS DE LA MECANIQUE QUANTIQUE :

21) Equation de SCHRODINGER

Einstein a postulé que l'énergie radiante arrive sous forme de grains d'énergie $h\nu$ (ou quantas). Cette énergie peut extraire un électron du métal si elle dépasse une certaine valeur limite W_0 (travail de sortie du métal de l'électron). h étant la constante de Planck ($= 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J.S}$) . ν étant la fréquence de la radiation.

D'autre part à un électron de masse m , animé d'une vitesse v , on associe une onde de BROGLIE dont la longueur d'onde est $\lambda = \frac{h}{mv}$ (1)

Or la propagation d'une onde ψ de fréquence ν

$\psi(x, y, z, t) = \psi_0(x, y, z) e^{-2\pi i \nu t}$, est régie par l'équation :
 $\Delta \psi_0(x, y, z) + \frac{4\pi^2}{\lambda^2(x, y, z)} \psi_0(x, y, z) = 0$ (2)

La propagation des électrons sera connue si l'on connaît celle de la fonction d'onde ψ

Soient W et V respectivement l'énergie totale et l'énergie potentielle d'une particule de masse m et de vitesse v . Son énergie cinétique est alors :

$$\frac{1}{2} m v^2 = W - V \quad (3)$$

En tirant v de (3) et en la reportant dans (1) on obtient l'expression de la longueur d'onde :

$$\lambda = \frac{h}{[2m(W - V)]^{1/2}}$$

L'équation (2) s'écrit alors :

$$\Delta \psi_0(x, y, z) + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (W - V) \psi_0(x, y, z) = 0$$

appelée équation de SCHRÖDINGER

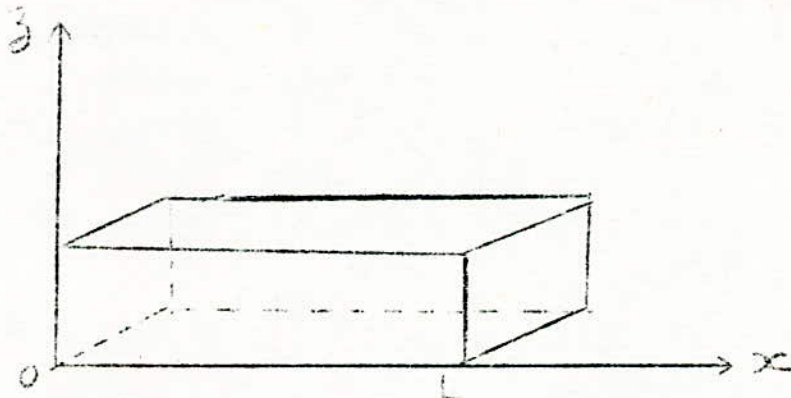
22) QUANTIFICATION DE L'ENERGIE D UNE PARTICULE

La notion de quantification d'un mouvement vibratoire s'introduit lorsque des nécessités physiques imposent certaines conditions aux limites :

la longueur d'onde λ et les grandeurs qui en dérivent (énergie) ne peuvent plus alors prendre qu'une suite infinie de valeurs discrètes.

Ces importants résultats sont obtenus par la résolution de l'équation de SCHRÖDINGER en tenant compte des conditions aux limites :

Nous proposons de montrer ces résultats sur un exemple très simple. Soit un barreau de Semi-conducteur de dimensions finies (longueur L)



221. Cas unidimensionnel (axe des x)

Faisons l'hypothèse que le Semi-conducteur est constitué d'un réseau linéaire dont les ions sont placés à intervalles réguliers sur une droite ox.

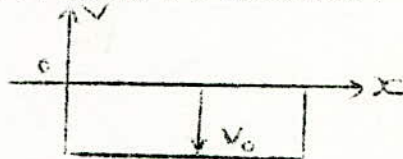
Un électron de charge $-q$ est soumis de la part d'un ion positif de charge $+q$ à une force d'attraction qui dérive d'un potentiel V . Si d est la distance entre l'électron et le noyau, l'expression de V est alors.

$$V = - \frac{q^2}{4\pi\epsilon d}$$

ϵ : permittivité du milieu.

Nous admettrons que l'électron passe assez loin de chaque ion pour que l'on puisse remplacer la somme de tous les potentiels dus à tous les ions par une valeur moyenne V . constante à l'intérieur du réseau et nulle à l'extérieur. C'est l'hypothèse de Sommerfeld.

L'équation de SCHRÖDINGER s'écrit alors en posant



$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi}$$

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + (\mathcal{W} - V_0) \psi(x) = 0 \quad (4)$$

\mathcal{W} énergie totale de l'électron

V_0 " " potentielle

$\psi(x)$ représente l'onde de de Broglie associée à l'électron.

La solution de (4) est de la forme

$$\psi(x) = A e^{ikx} + B e^{-ikx}$$

avec $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (\mathcal{W} - V_0) \quad (5)$

Pour que l'électron soit libre il faut que $\mathcal{W} > V_0$ ce qui entraîne que k est réel et par conséquent l'onde se propage sans affaiblissement. De l'équation (5), on tire \mathcal{W} .

$$\mathcal{W} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V_0 \quad (6)$$

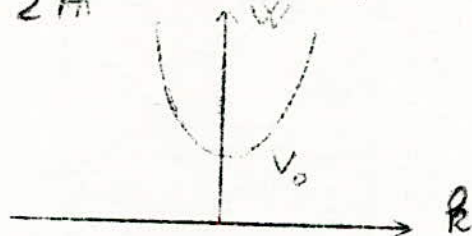


fig. 1 ; Variation de \mathcal{W} en fonction de k .

Influence de la dimension finie du cristal.

Aux deux extrémités du cristal, le potentiel passe de la valeur V_0 à la valeur 0 à l'extérieur. La façon dont ce passage s'effectue est conditionnée dans la réalité par l'état de surface. Les solutions de l'équation (4) qui doivent obéir aux conditions aux limites seraient donc influencées par cet état de surface. Aussi pour supprimer ces complications a-t-on imaginé un cristal sans limites obtenu en joignant ses deux extrémités. Les conditions aux limites sont donc remplacées par des conditions de périodicité cyclique; soit :

$$\psi(x) = \psi(x+L)$$

$$\Rightarrow A e^{j k x} + B e^{-j k x} = A e^{j k (x+L)} + B e^{-j k (x+L)}$$

Les seules valeurs admissibles du paramètre k sont alors celles de la suite discrète

$$k = \frac{2\pi n}{L} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

n : nombre quantique principal.

Remplaçons cette valeur de k dans (6)

$$W_n = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{4\pi^2 n^2}{L^2} + V_0$$

$$W_n = \frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{n^2}{L^2} + V_0$$

Cette relation nous montre que l'énergie ne peut prendre que des valeurs discrètes. On dit que l'énergie est quantifiée.

222) Cas à 3 dimensions :

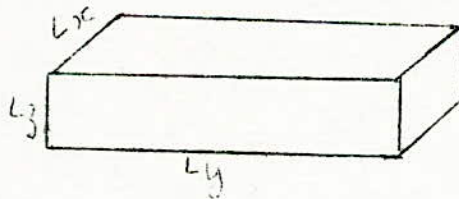


fig. 2

En généralisant à 3 dimensions, la solution de (4) est :

$$\psi(r) = A e^{j \vec{k} \cdot \vec{r}} + B e^{-j \vec{k} \cdot \vec{r}}$$

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad \vec{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix}$$

(6) devient

$$W = \frac{\hbar^2}{2m} |\vec{k}|^2 + V_0$$

Les conditions de périodicités cycliques dans les 3 directions donnent :

$$k_x = \frac{2\pi}{L_x} \cdot n_x$$

$$k_y = \frac{2\pi}{L_y} \cdot n_y$$

$$k_z = \frac{2\pi}{L_z} \cdot n_z$$

$$(n_x, n_y, n_z) = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\text{d'où } \psi_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\left(\frac{n_x}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z}{L_z} \right)^2 \right]$$

2.3) Principe d'exclusion de PAULI

Chaque niveau d'énergie (n fixé) peut-être occupé au plus par deux électrons de Spin opposé.

III. CONCLUSION

L'Energie d'un électron libre n'est pas continue mais prend des valeurs discrètes. Ce résultat est très important pour l'étude des Semi-conducteurs.

CHAPITRE II

THEORIE DES BANDES

I) MODELE DE KRONIG

Abandonnons l'hypothèse trop simple de l'électron se mouvant dans un "puits de potentiel" de profondeur constante et égale à $-V_0$ et examinons ce qui se passe lorsque l'on se déplace dans le métal le long d'une droite D prise pour axe ox . Si cette droite passe par les Sommets du réseau cristallin qui sont occupés par les ions positifs, le potentiel $V(x)$ deviendra infini en ces points régulièrement espacés sur D. Entre, il résultera de la superposition des potentiels créés par les ions voisins et la courbe $V(x)$ aura la forme suivante :

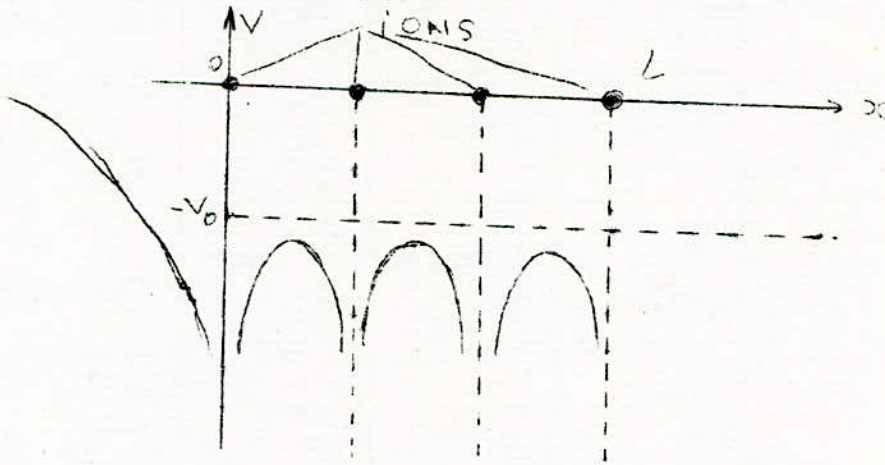


Fig. 3

Si D ne rencontre aucun atome, ce qui est le cas général, les variations de potentiel seront beaucoup plus amorties.

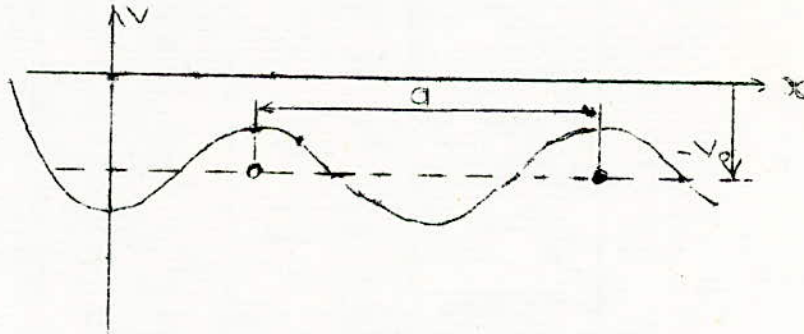


Fig. 4

En première approximation nous pouvons même admettre une variation Sinusoïdale dont la période a correspond à l'espacement des ions.

$$V(x) = -V_0 - U \cos \frac{2\pi}{a} x = -V_0 - U \cos \alpha x$$

$\alpha = 2\pi/a$

Dans ce qui suit nous allons prendre pour origine des énergies le niveau $-V_0$

Cas unidimensionnel

L'équation de SCHRÖDINGER s'écrit alors :

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (\psi - U \cos \alpha x) \psi = 0 \quad (7)$$

$U = 0$ correspond au cas étudié dans le chapitre précédent.

$U \neq 0$ l'équation (7) est une "équation de Mathieu" que l'on ne sait résoudre que par approximations successives; nous nous contenterons de la première approximation tant que U n'est pas très grand que nous noterons ψ^1 L'énergie correspondante étant ψ^1

ψ^1 est donné par le théorème de BLOCH: $\psi^1(x) = \psi^0(x) \cdot U(x)$

$U(x)$ est une fonction périodique de période $a = \frac{2\pi}{\alpha}$
On peut écrire en développant $\psi^0(x)$ en série

$$\psi^1(x) = e^{j\beta x} + \sum_{m \neq 0} C_m e^{j(\beta - m\alpha)x}$$

En substituant dans (7), en négligeant les infimections petits d'ordre supérieur on peut montrer que $C_n = 0$ pour $n \neq \pm 1$ et que

$$C_1 = - \frac{4\pi^2 m U}{\hbar^2 \alpha (2k - \alpha)} \quad C_{-1} = - \frac{4\pi^2 m U}{\hbar^2 \alpha (2k + \alpha)}$$

L'énergie correspondante est donc :

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \psi_0 + \frac{4\pi^2 m}{\hbar^2 \alpha} \cdot \frac{U}{2} \\ &= \frac{\hbar^2 k^2}{2\pi^2 m} + \frac{4\pi^2 m - \alpha^2}{4\pi^2 m} \cdot \frac{U}{2} \end{aligned}$$

L'approximation sera justifiée tant que les quantités C_1 , C_{-1} et $\frac{\psi_1 - \psi_0}{\psi_0}$ seront petites devant l'unité, ce qui sera toujours le cas si U est assez petit sauf toutefois si l'on a $2k = \pm \alpha$.

Ces cas litigieux doivent être étudiés directement.

On trouve ainsi pour $k = \alpha/2$

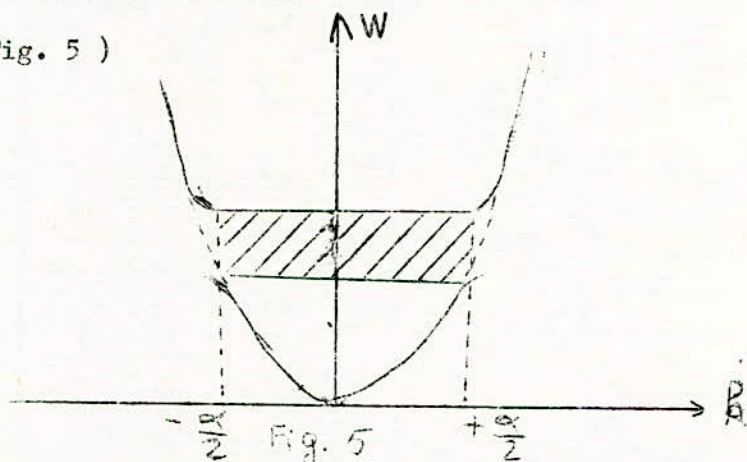
$$\psi_1 = e^{j\frac{\alpha}{2}x} \pm e^{-j\frac{\alpha}{2}x}$$

$$\psi_1 = \psi_0 \pm \frac{U}{2} = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{32\pi^2 m} \pm \frac{U}{2}$$

et les mêmes doubles solutions pour $k = \alpha/2$

On voit donc qu'à une valeur de k correspond une seule valeur de l'énergie et une fonction d'onde sauf pour $k = \pm \frac{\alpha}{2}$ pour lesquelles on a deux énergies et deux fonctions d'onde.

(voir Fig. 5)



Par contre à une valeur donnée de l'énergie supérieure à $(-\frac{4\pi^2 m}{h^2} \cdot \frac{U^2}{\alpha^2}$ - quantité d'ailleurs très petite par hypothèse - correspondent en général deux valeurs opposées de k (et deux fonctions d'ondes symétriques) sauf pour les valeurs comprises entre :

$$\frac{h^2 \alpha^2}{32 \pi^2 m} - \frac{U}{2} \quad \text{et} \quad \frac{h^2 \alpha^2}{32 \pi^2 m} + \frac{U}{2}$$

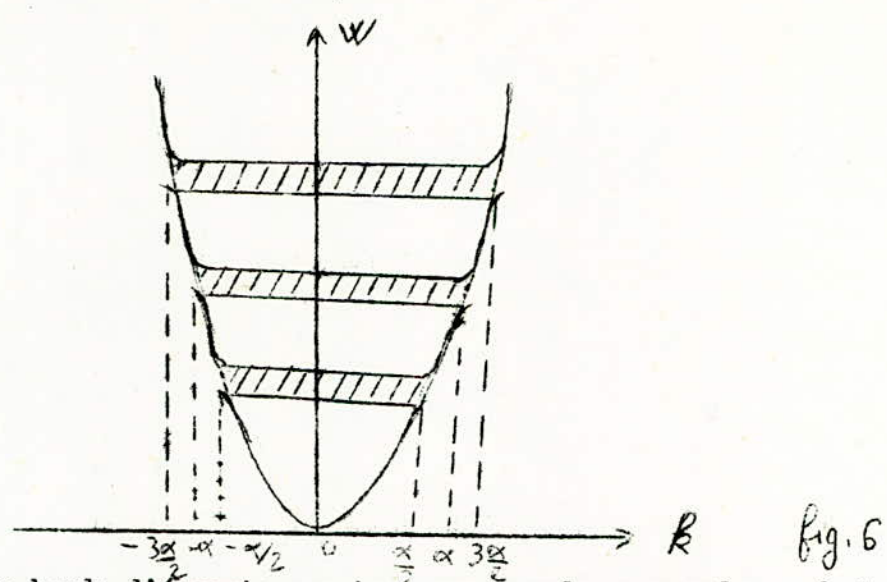
où il n'y en a aucune; les valeurs de k seraient en effet imaginaires et l'onde correspondante évanescence. On arrive ainsi à la notion d'une "bande d'énergie" interdite aux électrons.

De plus en général, la variation du potentiel !

$V(x)$ n'est pas purement sinusoïdale, mais on peut alors le développer en série de FOURRIER, ce qui introduit les termes de la forme $\cos n x$ est par suite dans le développement de ψ des coefficients C_n et \bar{C}_n non nuls et non finis pour $k = \pm \frac{n\alpha}{2}$. IL en résultera de nouvelles discontinuités pour les valeurs de ψ avec de nouvelles bandes interdites correspondant aux valeurs de l'énergie comprise entre

$$\frac{n^2 h^2 \alpha^2}{32 \pi^2 m} - \frac{U_n}{2} \quad \text{et} \quad \frac{n^2 h^2 \alpha^2}{32 \pi^2 m} + \frac{U_n}{2}$$

Voir Fig. 6



La nième bande d'énergie permise correspondra aux valeurs de k satisfaisant la relation

$$(n-1) \frac{\alpha}{2} \leq |k| \leq \frac{n\alpha}{2}$$

On remarquera que ces discontinuités se produisent pour des valeurs de la longueur d'onde associée donnée par $\lambda = 2\pi/k = 2a/n$ vérifiant la relation de BRAGG : Ces ondes ne peuvent se propager dans le cristal, celui-ci les réfléchit.

Notons enfin que si toutes les valeurs de k sont possibles dans un métal infini, des "conditions de quantification" interviennent dès que le cristal est limité. Si la longueur de notre milieu unidimensionnel est Na (ce qui correspond à N atomes, la longueur d'onde λ de l'onde progressive que l'on obtiendra devra satisfaire la relation :

$$Na = \frac{\lambda}{2} P$$

P entier positif de sorte que k ne pourra prendre qu'une suite de valeurs discrètes:

$$k = \frac{P\pi}{Na} = \frac{P\alpha}{2N}$$

Le nombre d'électrons susceptibles d'occuper une bande d'énergie permise se trouvera donc limité. 2 électrons de Spins opposés correspondant à chaque valeur de k, chaque bande ne pourra renfermer que 2N électrons.

II) CONES DE BRILLOUIN :

En généralisant à 3 dimensions le vecteur représentatif, k, au lieu d'avoir son extrémité sur une droite divisée en segments adjacents par les points d'abscisse $\frac{n\alpha}{2}$ dans le cas unidimensionnel, aura maintenant son extrémité

située dans différentes positions d'espaces contigus limités par des "plans de discontinuité" par les valeurs correspondantes de l'énergie. La première de ces portions centrée sur l'origine 0 formera la première zone de Brillouin du cristal (correspondant dans le cas unidimensionnel à $|k| \leq \frac{\pi}{2}$). On obtient ainsi plusieurs zones de Brillouin (correspondant dans le cas unidimensionnel à $(n-1)\frac{\pi}{2} \leq |k| \leq \frac{n\pi}{2}$).

Toutefois il existe une différence essentielle avec le cas unidimensionnel; dans ce dernier cas l'énergie d'un électron appartenant au $n^{\text{ème}}$ "segment de Brillouin" est toujours supérieure à l'énergie de tout électron appartenant au $(n-1)^{\text{ème}}$ segment les "bandes d'énergie" correspondant aux différents segments ne se raccordent pas. Il n'en est pas forcément dans l'espace à 3 dimensions. Il se peut par exemple que les points de la 2^{ème} zone correspondent à une énergie inférieur à certains points de la 1^{ère}; tout ceci dépendra de la valeur du "saut d'énergie" aux plans de discontinuité; si cette valeur est faible on pourra avoir un recouvrement partiel des bandes d'énergie correspondant aux différentes zones de Brillouin du cristal.

On résume cette étude sommaire par des diagrammes des bandes d'énergie.

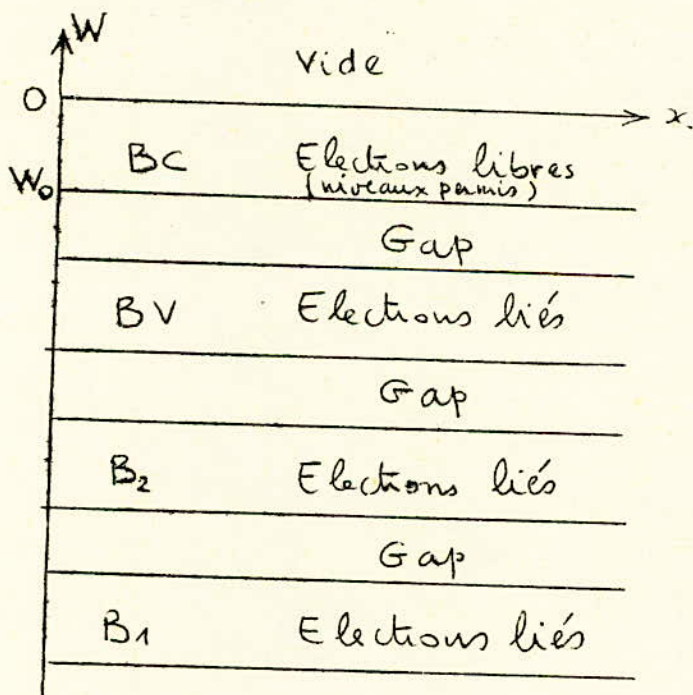


fig 7.

Les électrons libres s'ils existent se trouvent dans la bande des énergies supérieures au dessus d'un certain niveau minimal W_0 . Cette bande est appelée bande de Conduction (BC).

Il est clair que les propriétés électriques du cristal dépendent beaucoup de la présence ou de l'absence des électrons libres dans cette bande, autrement dit, elle dépendent du nombre des niveaux d'énergie de cette bande qui peuvent être occupés par des électrons dans des conditions spécifiées. On les appelle Niveaux Permis.

Au dessous du niveau W_0 existe une bande d'énergie interdite correspondant à des états qu'aucun électron ne peut occuper. On l'appelle : Gap (bande interdite).

Au dessous de ce Gap existe une autre bande permise appelée Bande de valence (BV). Il existe d'autres bandes permises (B_1, B_2, \dots) séparées par des Gaps qui sont toujours pleines. Elles ne contribuent donc pas à la conduction. Dans la suite de notre étude on ne tiendra compte que des bandes de conduction et de valence.

I. INTRODUCTION

Nous venons de voir que les propriétés électriques d'un corps solide dépendent du nombre d'électrons dans la bande de conduction. Le nombre d'électrons est fonction, d'une part du nombre de places disponibles (niveaux d'énergie permis) dans cette bande, d'autre part d'une certaine fonction $f(\psi)$.

II. DENSITE DES ETATS D'ENERGIE PERMIS :

Dans une bande d'énergie dw , on montre que la densité des niveaux permis par unité de volume $N(W)$ est donné par l'expression suivante :

$$N(\psi) = \frac{4\pi (2m\psi)^{3/2}}{h^3} \cdot \psi^{1/2}$$

Chaque état peut-être occupé par 2 électrons de spins opposés.

III. FONCTION DE FERMI-DIRAC :

$f(w)$ est la probabilité d'occupation par un électron d'un niveau W .

Fermi et Dirac ont montré que :

$$f_n(\psi) = \frac{1}{1 + e^{\frac{\psi - \psi_F}{KT}}}$$

ψ_F = niveau de Fermi

T = température absolue

K = constante de Boltzman

$$= 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$$

W est l'énergie d'un électron.

Physiquement le niveau de Fermi représente un potentiel chimique des électrons d'un système donné.

U = énergie intrinsèque du système

S = entropie

P = pression

V = volume du système

n = nombre de particules du système.

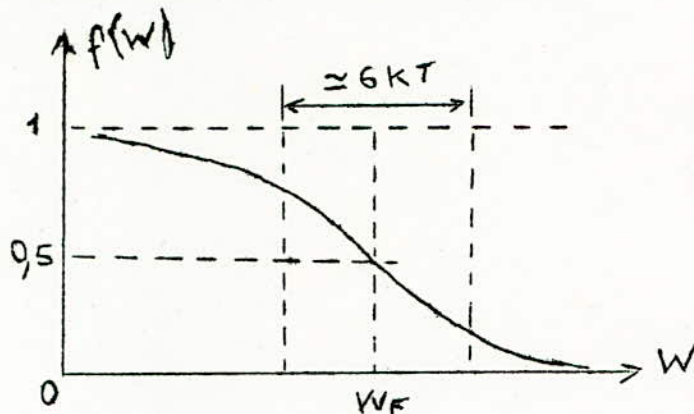


Fig. 8

$T \neq 0^\circ K$

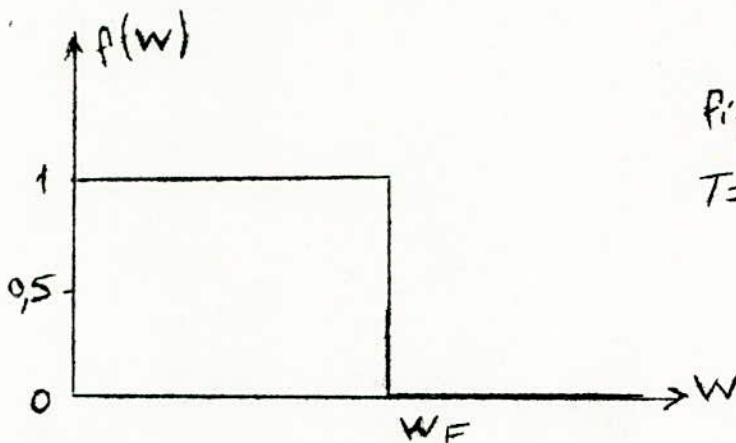


Fig. 9

$T = 0^\circ K$

IV. Nombre d'élections dans une bande dW (par unité de volume) si dans un certain intervalle d'énergie dW on a une densité $N(W)$ de places disponibles, le nombre d'élections $dn(W)$ par unité de volume, qui s'y trouve effectivement est égal à :

$$dn(W) = N(W) \cdot f_n(W) \cdot dW$$

$$n = \int N(W) \cdot f_n(W) \cdot dW$$

V. Nombre de trous par unité de volume dans une bande dW :

Un trou est la place libre laissée par un électron .

Le nombre de trous par unité de volume est donné par une relation analogue :

$$dp(W) = P(W) \cdot f_p(W) \cdot dW$$

$$P = 4 \Pi \left(\frac{2 m_p}{h^2} \right)^{3/2} \cdot W^{1/2}$$

$$f_p(W) = 1 - f_n(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(W_f - W)}{K T}}}$$

$$p = \int P(W) \cdot f_p(W) \cdot dW$$

I. GENERALITES :

Les propriétés des semi-conducteurs dépendent énormément d'un certain nombre de paramètres (température, dopage, etc...) On se propose de les étudier afin de tirer des conclusions nécessaires à leur utilisation.

D'autre part il est intéressant de connaître la constitution des semi-conducteurs.

CONSTITUTION CRISTALLOGRAPHIQUE :

Les semi-conducteurs tels que le Germanium, le Silicium et le diamant cristallisent dans un système cubique à faces centrées complexe.

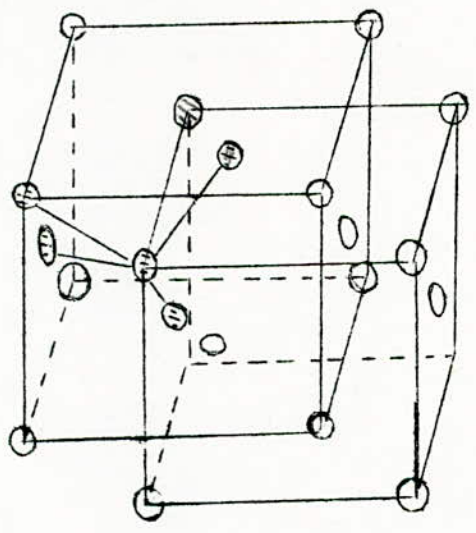


fig 10 : Représentation du cristal du Si

Le système cubique est, de tous les systèmes cristallins, celui qui présente le plus grand nombre d'éléments de symétrie. Les cristaux cubiques sont ainsi, ceux qui, dans leurs propriétés physiques s'approchent le plus de l'isotropie. On doit noter, cependant, que les semi-conducteurs sont anisotropes, c'est-à-dire qu'ils ont des propriétés physiques fonction de la direction cristallographique. Ce qui joue un grand rôle dans la technologie de fabrication des semi-conducteurs.

II. SEMI-CONDUCTEURS INTRINSEQUES :

2.1) Définition

On appelle Semi-Conducteurs intrinsèque, un semi-conducteur chimiquement par. A 0°K il se comporte comme un isolant parfait.

2.2) Bandes d'énergie

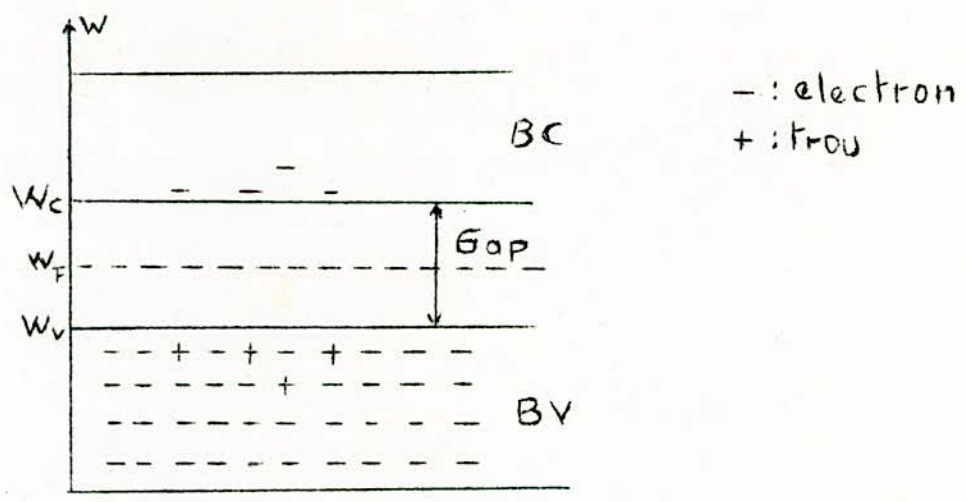


Fig. 11

A 0°K la bande de conduction est vide tandis que la bande de valence est pleine. Lorsque la température s'élève, les élections ayant une énergie suffisante franchissent le gap et se placent dans la bande de conduction. On peut donc dire qu'il y a des élections libres pouvant jouer un rôle important dans la conduction.

Remarque :

La largeur du gap dépend de la nature du Semi-conducteurs ainsi que de la température (faiblement).

Exemple :

Pour le Ge : $W_c - W_v = W_g = 0,72 \text{ eV}$

" " Si : " " = 1,12 eV

" " AsGa " " = 1,3 eV

2.3) Concentration des porteurs de charge

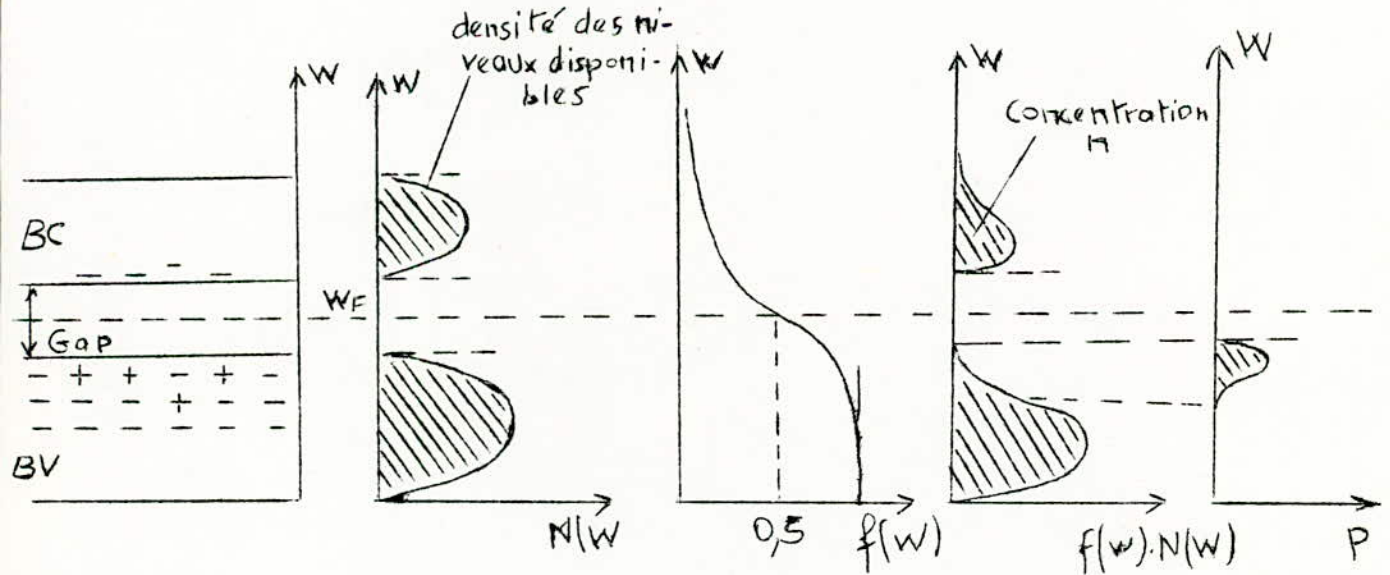
Considérons un Semi-conducteurs à 0°K et élevons sa température. Tant que l'intervalle $W_c - W_F$ reste beaucoup plus grand que $k T$, la probabilité d'occupation d'un niveau de la bande de conduction reste négligeable et la population des bandes n'est quasiment pas modifiée.

En effet soit $f(W_c)$ la probabilité d'occupation d'un niveau W_c par un électron à la température T :

$$f(W_c) = \frac{1}{1 + \exp \frac{W_c - W_F}{k T}} \longrightarrow 0 \text{ si } kT \ll (W_c - W_F)$$

Si, au contraire, T prend une valeur telle que $f(W_c)$ n'est plus négligeable un certain nombre d'électrons passent de la bande de valence dans la bande de conduction. Ces deux bandes sont alors incomplètement remplies et le Semi-conducteurs présente une certaine conductivité qui est due au transfert des électrons d'une bande à une autre bande et non à la présence des défauts ou impuretés.

Fig. 12



2.4) Calcul des concentrations intrinsèques : n_i , p_i :

On vient de voir qu'en élevant la température d'un semi-conducteurs certains électrons passent de la B.C à la B.V , laissant un nombre égal de trous dans la bande de valence. On peut conclure, si n_i est la concentration en électrons et p_i , celle en trous, que $n_i = p_i$ quelque soit la température.

IL suffit alors de calculer n_i .

Nous avons vu que :

$$dn_i = N(W) \cdot f(W) \cdot d(W)$$

$$n_i = \int_{W_c}^{W_c'} N(W) \cdot f_n(W) \cdot dW$$

W_c' est la limite supérieure de la B.C

$$N(W) = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} \cdot (W - W_c)^{1/2}$$

$$= A (W - W_c)^{1/2}$$

$$f_n = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - W_F}{kT}}}$$

Etant donné la décroissance exponentielle de $f_n(W)$ pour les grandes valeur de W on peut remplacer la limite supérieure W_c' par l'infini.

Cette approximation est légitime du fait que les électrons restent localisés dans la partie inférieure de B.C (voir fig. 12)

$$n_i = A \int_{W_c}^{\infty} \frac{(W - W_c)^{1/2}}{1 + e^{\frac{W - W_F}{kT}}} \cdot dW$$

A la température ordinaire on peut vérifier facilement que $(W - W_F) \gg kT$ pour un Semi-conducteurs quelconque.

$$n_i \approx A \int_{W_c}^{\infty} \frac{(W - W_c)^{1/2}}{e^{\frac{W - W_F}{kT}}} \cdot dW$$

posons $x = \frac{W - W_c}{kT}$

$$\Rightarrow n_i = A \int_{W_c}^{\infty} (kT)^{3/2} \cdot e^{-\frac{W_c - W_F}{kT}} \cdot x^{1/2} \cdot e^{-x} \cdot dx$$

or $\int_0^{\infty} x^{1/2} \cdot e^{-x} \cdot dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$

$$\Rightarrow n_i = N_c \cdot \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right)$$

$$N_c = 2 \left(\frac{2 m_n^* kT \pi}{h^2} \right)^{3/2} \approx 2,5 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \cdot \text{cm}^{-3}$$

Un calcul analogue nous donnerait p_i :

$$p_i = N_v \cdot e^{-\frac{W_F - W_v}{kT}}$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2 m_p^* kT \pi}{h^2} \right)^{3/2} \approx 2,5 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \cdot \text{cm}^{-3}$$

$$N_c \neq N_v$$

Remarques : - pour un semi-conducteurs intrinsèque $m_p^* \neq m_n^*$

- $n_i p_i = N_v N_c \exp - \frac{W_g}{kT}$

- $n_i = p_i \Rightarrow W_F = \frac{W_c + W_v}{2}$

Le niveau de Fermi est pratiquement au milieu de la bande interdite.

2.5) Courbes $n_i, p_i = f(T)$
(Voir Fig. n° 13)

III. Semi-conducteurs extrinsèques

3.1) Définition

C'est un Semi-conducteurs intrinsèque dans lequel sont introduites des impuretés. On dit que le Semi-conducteurs est dopé.

3.2) Semi-conducteurs du type n :

Les porteurs de charge dominants sont des électrons. Ils proviennent d'impuretés pentavalentes qu'on appelle "donneurs".

Niveaux d'énergie dus aux impuretés :

Les impuretés introduisent des niveaux d'énergie dont le niveau fondamental se situe tout près de W_c .

exemple : Ge dopé avec de l'arsenic :

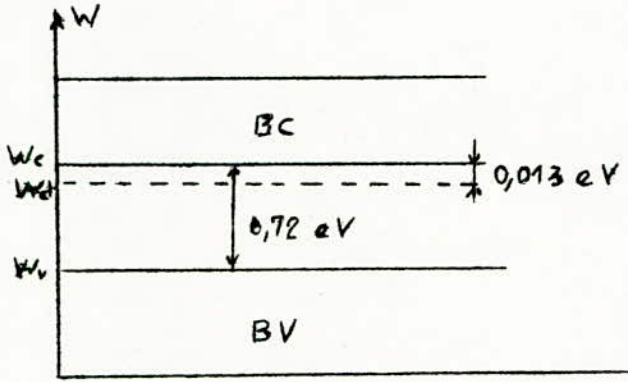


Fig. 14

La proportion des atomes donneurs ionisés est d'autant plus faible que la température est plus basse et que $(W_c - W_d)$, appelée énergie d'ionisation des atomes donneurs, est plus élevée.

3.3.) Semi-conducteurs du type p :

Les porteurs de charge sont en majorité des trous ^{et} sont obtenus par addition d'impuretés trivalentes qu'on appelle "accepteurs".

Niveaux d'énergie dus aux impuretés :

Cette fois-ci le niveau fondamental des atomes accepteurs se situe légèrement au-dessus de la BV.

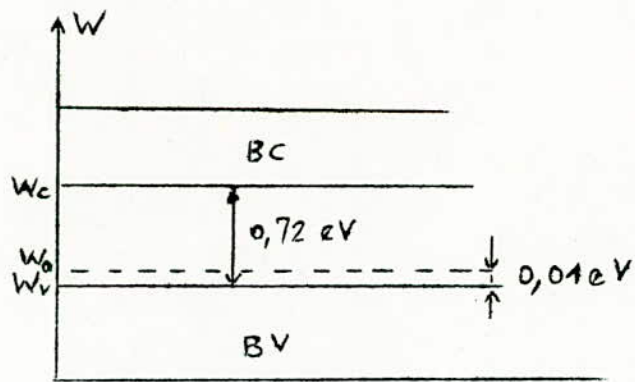


Fig. 15

3.4) Concentration des porteurs :

Supposons qu'un Semi-conducteurs contienne à la fois des atomes donneurs (de concentration N_d) et des atomes accepteurs (de concentration N_a).

A l'équilibre thermique, quelque soit la température, la somme des charges est nulle.

Si n , p , n_d , p_a sont respectivement les concentrations en électrons, entrons, en électrons liés aux atomes donneurs et en trous liés aux atomes accepteurs, il s'ensuit :

$$n + N_a + n_d = N_d + p + p_a$$

n , p , n_d , p_a peuvent s'exprimer à une température T en fonction du niveau de Fermi et des niveaux d'énergie caractéristiques du Semi-conducteurs (W_c , W_v , W_d , W_a)

$$n_d = \frac{2 N_d}{1 + \exp \frac{W_d - W_F}{k T}} \quad (W_d \text{ est supposé contenant 2 électrons de spins opposés})$$

$$n_d = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} \exp \frac{W_d - W_F}{k T}} \quad (\text{un centre donneur ne peut donner qu'un seul électron à la fois possédant l'un ou l'autre spin})$$

$$p_a = \frac{N_a}{1 + 2 \exp \frac{W_F - W_a}{k T}} \quad (\text{idem})$$

D'autre part on sait que n et p s'expriment de la manière suivante :

$$n = N_c \exp \frac{W_n}{kT} \quad n \cdot W_n = W_F - W_c$$

$$p = N_v \exp \frac{W_p}{kT} \quad n \cdot W_p = W_v - W_F$$

En remplaçant ces valeurs dans la formule d'équilibre électrique on obtient :

$$N_d - N_a = n - p + \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} \frac{N_c}{n} \exp \frac{W_d - W_c}{k T}} - \frac{N_a}{1 + 2 \frac{N_v}{p} \exp \frac{W_v - W_a}{k T}}$$

En ajoutant à cette relation l'équation :

$$n p = n_i^2 = N_c N_v \exp - \frac{W_c - W_v}{k T}$$

On obtient une équation du 4^{ème} degré en n ou p

Mais cette équation se simplifie dans les cas pratiques on adoptant des approximations justifiées.

3.4.1) Zone des très basses températures

Type n : $N_d \gg N_a$

Quelques électrons peuvent être excités des niveaux donneurs à la B.C, il apparaît quelques électrons libres. Mais il faudrait trop d'énergie pour exciter un électron de la BV ou d'un autre accepteur vers un niveau vide, et il n'y a pratiquement pas de trous libres.

D'autre part $n \ll N_a$ d'où

$$n = \frac{N_c (N_d - N_a)}{2 N_a} \exp - \frac{(W_c - W_d)}{k T}$$

Type P :

$N_a \gg N_d$

$p \gg n$

$p \ll N_d$

d'une manière analogue :

$$p = \frac{N_a N_v}{2 N_d} \exp - \frac{(W_a - W_v)}{k T}$$

p est pris ici en valeur absolue.

3.4.2) Zone de basses températures :

Lorsque la température *croît* on obtient un régime tel que $n \gg N_a$ mais $n \ll N_d - N_a$, alors :

$$n = \frac{N_c (N_d - N_a)^{\frac{1}{2}}}{2} \exp - \frac{W_a - W_v}{k T}$$

3.4.3) Zone de températures moyennes :

Si la température augmente encore tous les électrons situés initialement aux niveaux donneurs passent dans la bande de conduction.

$$n \neq N_d - N_a$$

$$P \neq N_a - N_d$$

Tous les atomes d'impuretés sont alors ionisés.

3.4.4) Zone de température élevées :

Aux températures élevées le processus de création intrinsèque de paires électrons - trous n'est plus négligeable. Le nombre de porteurs ainsi créés l'emporte très rapidement sur le nombre des porteurs d'origine extrinsèque, d'où :

$$n = n_i = p_i = p$$

3.5) Niveaux de Fermi :

3.5.1) Cas d'un Semi-conducteurs intrinsèque :

$$n = p = n_i$$

$$N_C \exp - \frac{(W_C - W_F)}{k T} = N_V \exp - \frac{(W_F - W_V)}{k T}$$

$$W_F = \frac{W_C + W_V}{2} + \frac{3}{4} kT \text{ Log } \frac{m_p}{m_n}$$

$$W_F \neq \frac{W_C + W_V}{2}$$

3.5.2) Cas d'un Semi-conducteurs extrinsèque :

On a la relation $p n = n_i^2$

Aux très basses températures :

$$W_{Fn} = W_d - kT \text{ Log } \frac{2 N_a}{N_d - N_a}$$

Aux températures basses :

$$W_{Fn} = \frac{W_C + W_d}{2} - \frac{k T}{2} \text{ Log } \frac{2 N_C}{N_d - N_a}$$

Aux températures moyennes :

$$W_{Fn} = W_C - k T \text{ Log } \frac{N_C}{N_d - N_a}$$

Aux températures élevées le niveau de Fermi se confond avec celui d'un Semi-conducteurs intrinsèque.

3 Notion de dégénérescence d'un Semi-conducteurs:

Les approximations classiques $(W_c - W_F) \gg kT$ ou $(W_F - W_V) \gg kT$ ne sont plus valables quand la concentration en impuretés est très forte.

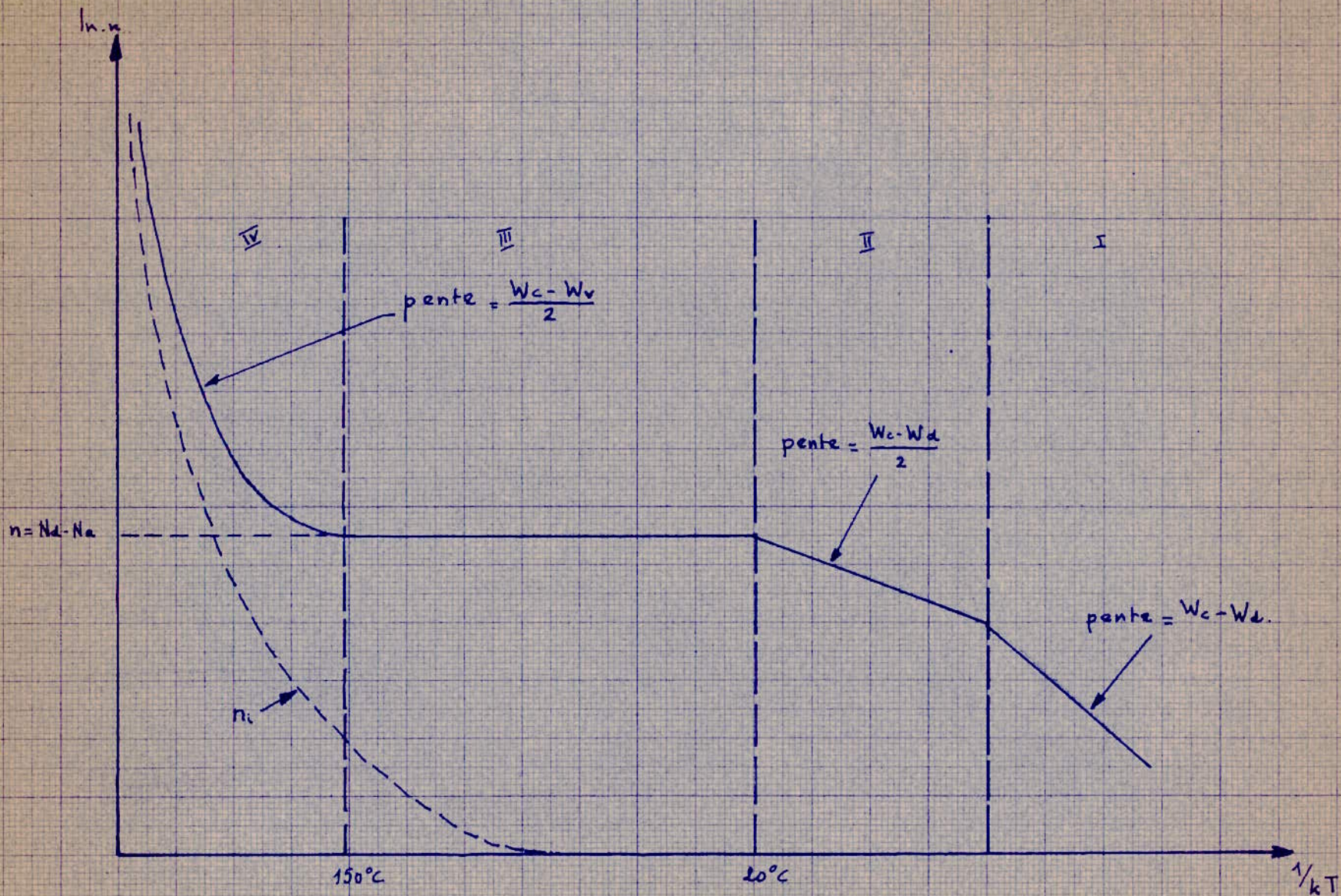
Envisageons le cas d'un Semi-conducteurs de type n où $N_d \gg N_a$; le niveau de Fermi, si N_d est très élevée, peut se rapprocher du niveau donneur W_d , et même se placer au-dessus, jusqu'à se trouver dans la B.c comme pour un métal.

La relation $n = N_c \exp - \frac{(W_c - W_F)}{kT}$ n'est plus valable, il faudrait utiliser une équation de la forme :

$$n = \frac{1}{3 \pi^2} \left(\frac{8 m \pi^2}{h^2} \right)^{3/2} (W_F - W_c)^{3/2}$$

(C'est la concentration électronique d'un métal)

On dit que le Semi-conducteurs est dégénéré.



Variation de la concentration électronique en fonction de la température.

$$\ln n = f\left(\frac{1}{kT}\right)$$

CHAPITRE V ETUDE DE LA RESISTIVITE

I. Introduction :

La conductibilité des Semi-conducteurs est complexe, elle dépend de beaucoup de facteurs :

- de la structure cristalline de la matière: poudre, monocristaux ou microcristaux
- de la température
- de la probabilité des porteurs de charge
- de la concentration en impuretés
- de l'ordre de grandeur des champ lors de la mesure
- et d'autres facteurs moins importants qu'il est inutile d'en parler dans cet exposé.

Notre étude se limitera aux variations de conductibilité en fonction de la température et de la concentration.

II. Cas des Semi-conducteurs intrinsèques

Nous savons que la conductibilité dans le cas général est donnée par l'équation

$$\sigma = q (\mu_n \cdot n + \mu_p \cdot p) ; \quad \sigma = \frac{1}{\rho}$$

Dans le cas d'un Semi-conducteurs intrinsèque : $n = p = n_i$ alors

$$\sigma_i = q (\mu_n + \mu_p) \cdot n_i$$

Variation de σ_i en fonction de la température :

La mobilité des porteurs de charge dépend, dans le cas général, des impuretés et elle est affectée par le réseau, elle est donnée par la relation :

$$\frac{1}{N} = \frac{1}{N_i} + \frac{1}{N_r}$$

Mais dans le cas des Semi-conducteurs intrinsèques nous avons :

$$\mu_n = \mu_p = A T^{-3/2} \quad (\text{ pour les élections })$$

III) Cas des semi-conducteurs extrinsèques :

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

On peut très souvent se contenter des expressions approchées.

- pour un type n :

$$\sigma_n = nq\mu_n$$

- pour un type p :

$$\sigma_p = pq\mu_p$$

Comme nous l'avons fait pour les concentrations, nous distinguons 3 zones de températures :

31) Zone des températures élevées :
dans ce cas $n = n_i$ (voir chapitre précédent)

32) Zone des températures moyennes :
nous avons vu que dans ce cas $n = N_d - N_a = cte.$

La conductibilité varie uniquement en fonction de la mobilité laquelle varie comme $T^{-3/2}$.

33) Zone des basses températures :

La conductibilité aura une variation analogue à celle de n (l'exponentielle l'emporte sur $T^{-3/2}$)

$$n = \left(\frac{N_c \cdot N_d}{2} \right)^{1/2} \cdot \exp \left(-\frac{W_c - W_d}{KT} \right) \Rightarrow$$

$$\sigma_n = AT^{-3/2} \cdot \left(\frac{N_c \cdot N_d}{2} \right)^{1/2} \cdot \exp \left(-\frac{W_c - W_d}{KT} \right)$$

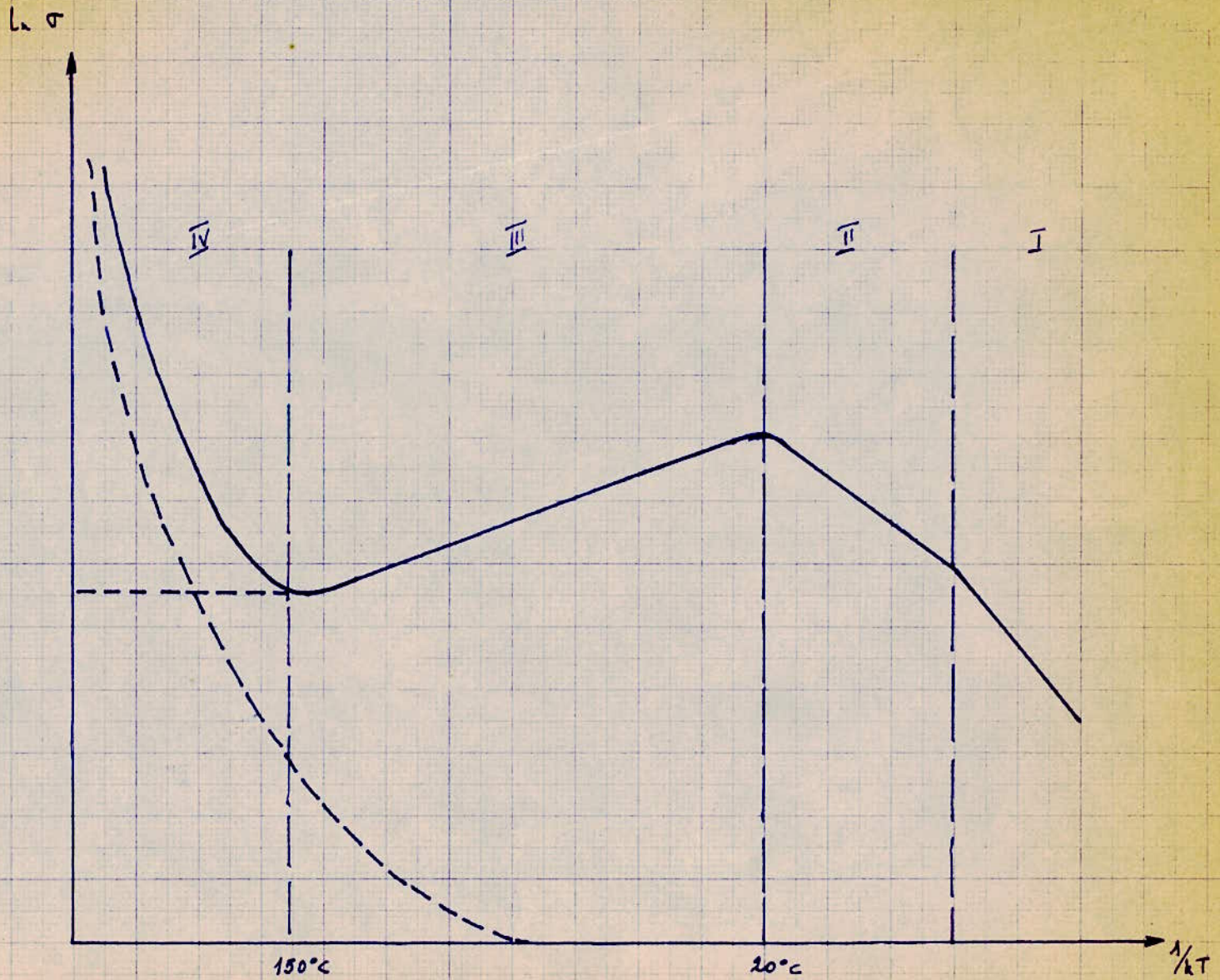
34) Graphe de $\ln \sigma_n = f \left(\frac{1}{T} \right)$
(voir Fig. 16)

Dans la région (II) le nombre de porteurs ne varie pas et la variation de σ est due uniquement aux variations de la mobilité (en $T^{-3/2}$)

35) Variation de σ en fonction de la concentration des impuretés à une température constante.

$$\sigma_n = q\mu_n n$$

À une température moyenne, par exemple 300°K, la concentration n vaut sensiblement N_d , par contre la variation de la mobilité est fort complexe.



Variation de la conductibilité en fonction de la température.

$$\ln \sigma = f\left(\frac{1}{kT}\right).$$

La figure 17 montre la variation de la résistivité en fonction de N_d .

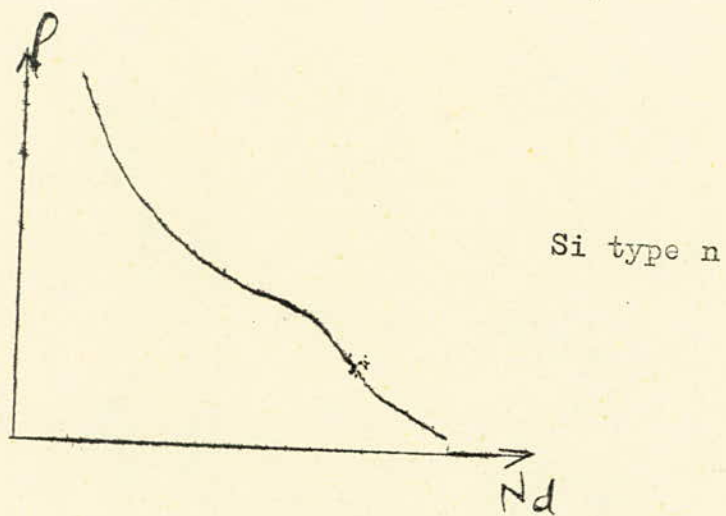


Fig. 17

I. Recombinaison des porteurs de charge et durée de vie :

Même à l'équilibre thermodynamique les électrons ne conservent pas le même état indéfiniment, Des transitions se produisent en permanence d'un état à un autre. Les 2 phénomènes essentiels sont les générations de porteurs et leurs recombinaisons.

Les porteurs créés dans une bande y restent un certain temps puis se recombinent pendant que d'autres y apparaissent.

La durée moyenne de séjour dans la bande est un paramètre essentiel appelé durée de vie des porteurs de la bande.

A l'équilibre thermo-dynamique, il y a autant de recombinaisons que de générations, de sorte que les concentrations n et p de porteurs restent constantes.

Si pour une raison quelconque (injection des porteurs, création des porteurs par illumination etc...) la concentration de porteurs d'un type dépasse momentanément la concentration d'équilibre, le nombre de recombinaisons dépasse celui de générations et tend à rétablir l'équilibre.

Soit : g le nombre des porteurs d'un type, générés par unité de volume et unité de temps.

le nombre total des porteurs d'un type, recombines par unité de volume et unité de temps.

Alors

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n - r_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - r_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p$$

Soient maintenant g_0 et G les nombres de porteurs générés par unité de volume et de temps par des processus respectivement indépendants (génération thermique), et dépendants des excitations extérieures supplémentaires, donc :

$$g_0 + G = g$$

En première approximation, le nombre de recombinaisons r_n à un instant donné est proportionnel à n .

$$r_n = \frac{n}{\tau_n}$$

À l'équilibre thermique $r_{no} = \frac{n_0}{\tau_n}$ et $r_{no} = g_{no}$ puisque $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ et $\vec{j}_n = 0$

$$\Rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = g_{no} + G_n - \frac{n}{\tau_n} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_n = -\frac{n-n_0}{\tau_n} + G_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_n$$

Supposons qu'après avoir modifié la concentration électronique de façon uniforme, toutes les excitations extérieures sont supprimées et l'échantillon isolé électriquement.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n-n_0}{\tau_n}$$

La concentration n va revenir à la concentration n_0 selon une loi exponentielle.

En effet : $\frac{dn}{dt} = -\frac{n-n_0}{\tau_n} \Rightarrow \operatorname{Log}(n-n_0) = -\frac{t}{\tau_n} \Rightarrow$

$$n-n_0 = (n_{t=0} - n_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)$$

Par définition τ_n est la durée de vie des électrons dans la B.C.

τ_n est le temps moyen d'existence d'un des électrons en excès, En effet au départ il y a $(n_{t=0} - n_0)$ électrons supplémentaires. Entre t et $t + dt$ les $(-d(n-n_0)/dt)$ électrons qui disparaissent ont vécu un temps t . la durée de vie moyenne d'un électron est donc :

$$\tau = \frac{1}{n_{t=0} - n_0} \int_0^{\infty} t \frac{d(n-n_0)}{dt} dt = \frac{1}{n_{t=0} - n_0} \int_0^{\infty} \frac{t}{\tau_n} (n-n_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) dt = \tau_n \quad , \text{ donc } \tau = \tau_n$$

D'une manière analogue on définit la durée de vie moyenne pour les trous.

II. Propagation dans le S.C et longueur de diffusion l'étude de la plupart des dispositifs à Semi-conducteurs, consiste essentiellement à résoudre le système d'équations :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n-n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_n \quad (\text{I})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{p-p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_p \quad (\text{II})$$

$$\vec{j}_n = n \cdot q \cdot \mu_n \vec{E} + D_n \cdot q \cdot \operatorname{grad} n \quad (\text{III})$$

$$\vec{j}_p = p \cdot q \cdot \mu_p \vec{E} - D_p \cdot q \cdot \operatorname{grad} p \quad (\text{IV})$$

IL faut ajouter l'équation de Poisson;

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho'}{\epsilon} \quad \# \quad \frac{q(p-n + N_d - N_a)}{\epsilon} \quad (V)$$

ρ' = densité de charges.

A une extrémité du Semi-conducteur homogène Semi-infini, on crée des excès de porteurs par rapport aux concentrations d'équilibre n_0 ou p_0

$$(\delta n)_0 = n_{x=0} - n_0$$

$$(\delta p)_0 = p_{x=0} - p_0$$

A l'intérieur du Semi-conducteur, les générations des porteurs sont uniquement du type thermique c'est à dire en tout point intérieur on a

$$G_n = G_p = 0$$

Les porteurs supplémentaires créés sur la face plane vont diffuser vers l'intérieur et parcourent une certaine distance avant de se recombiner. C'est cette distance qu'on appelle Longueur de diffusion. ou libre parcours moyen.

On montre que la longueur de diffusion est reliée à la durée de vie par l'équation :

$$L = \sqrt{D \cdot \tau}$$

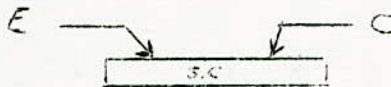
D = constante de diffusion.

CHAPITRE VII

ROLE DES MESURES

Pendant ces dernières années et pour répondre aux besoins de plus en plus croissants de l'industrie la fabrication des Semi-conducteurs a pris un essor considérable. Les technologies qui ont été mises sur pied sont tellement complexes qu'on ne peut résumer dans ce projet.

Pour fixer les idées, remarquons, que dans le temps, les transistors étaient fabriqués en prenant un Semi-conducteur d'opé P ou N sur lequel on fixait deux contacts (emetteur et collecteur)



Actuellement on atteint en qualité et en précision des transistors par des procédés modernes telle que la diffusion.

Dans ce domaine, les mesures présentent un aspect des plus importants d'autant plus que la plupart des caractéristiques sont déterminées expérimentalement.

Elles sont nécessaires pour contrôler les divers matériaux essentiels à la fabrication des Semi-conducteurs.

Ce contrôle doit être rigoureux et les procédés de mesures doivent être appropriés.

En effet la qualité des dispositifs préparés dépend essentiellement de celle des matières d'oeuvres.

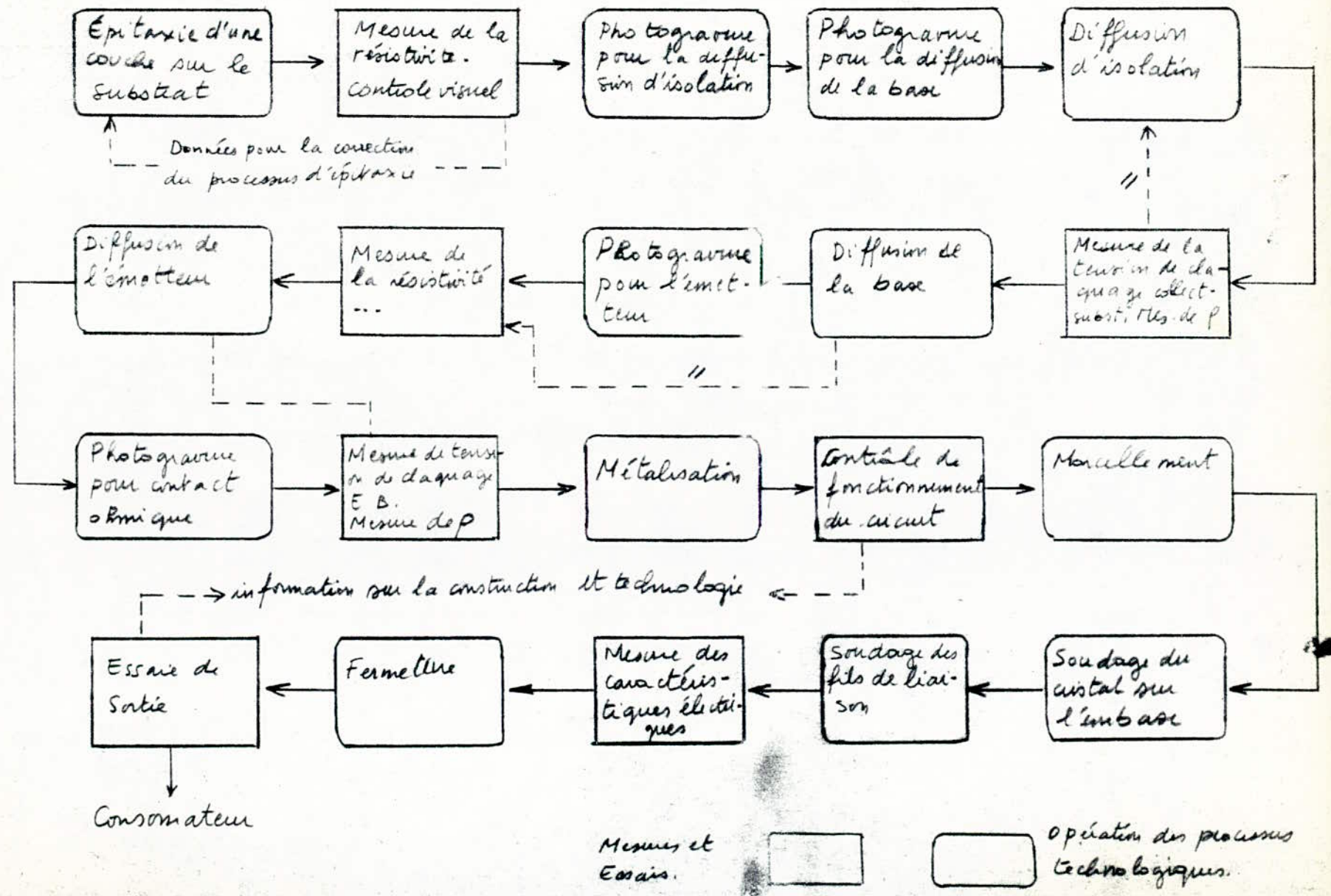
Pendant cette phase, toutes les caractéristiques des Semi-conducteurs, en particulier la résistivité, la concentration, le type de conductivité, l'épaisseur des couches diffusées, l'orientation cristallographique, le libre parcours moyen etc... doivent être déterminés avec précision.

Les mesures ne se limitent pas uniquement au contrôle d'entrée mais sont plus indispensables encore pendant la fabrication. En effet le nombre d'opérations nécessaires est généralement élevé et si le rendement de chaque opération est 99 % le rendement final n'est que de $(0,99)^N$ N étant le nombre total d'opérations ex : N = 200 rendement = 16 %
on voit sur cet exemple, l'utilité des mesures au cours de la fabrication.

IL est clair que chaque opération devra être contrôlée rigoureusement afin de procéder à d'éventuelles corrections

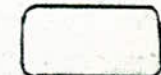
Dans la deuxième partie de ce projet nous allons présenter les principales méthodes de mesure des paramètres les plus importants.

Exemple de processus Technologique. (C.I)



-39-

Mesures et Essais.



Opérations des processus Technologiques.

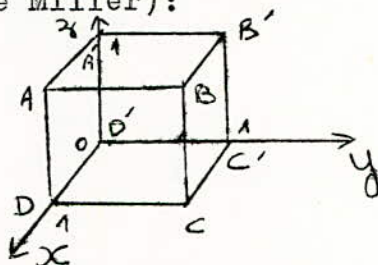
DEUXIEME PARTIE

MESURES .

ROLE DE L'ORIENTATION DES LINGOTS MONOCRISTALLINS DANS LA FABRICATION DES DISPOSITIFS A SEMI-CONDUCTEURS.

Le réseau cristallin du germanium et du silicium est du type de diamant et il est anisotrope. Cette anisotropie est très importante dans la technologie de la fabrication des composants discrets et des circuits intégrés. C'est pourquoi avant de découper les rondelles dans un lingot il est nécessaire de connaître la disposition des plans cristallographiques dans ce monocristal. Ces plans sont distingués par 3 indices (indices de Miller):

- Plan ABCD: (100)
- " BCC'B': (010)
- " AB'C'D: (110)
- " A'C'D : (111)



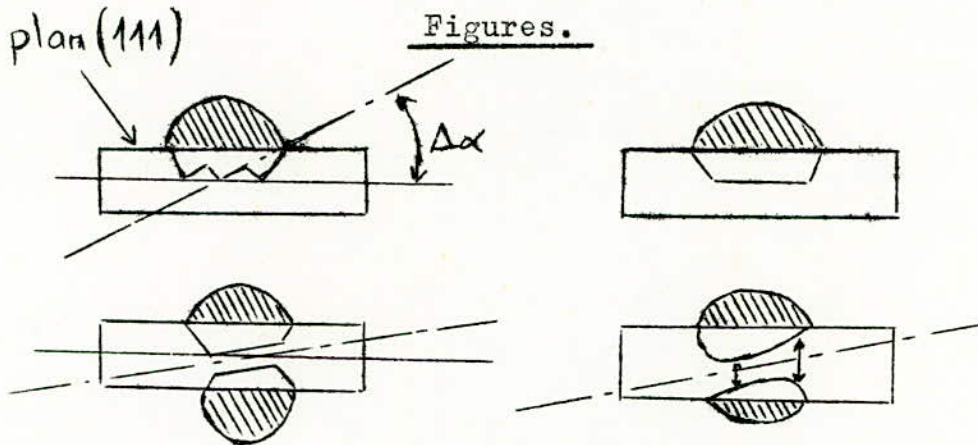
On définit aussi les directions cristallographiques: exemple direction $[100]$. C'est la droite perpendiculaire au plan (100).

Pendant l'étirage des monocristaux le germe est orienté de façon que le plan (111) soit parallèle à la surface du s-c liquide qui sert de source au monocristal mais à cause des perturbation de fixation du germe dans la pince et du défaut de l'orientation du germe on obtient un monocristal dont l'axe cristallographique ne coïncide pas avec l'axe géométrique. C'est pourquoi on fait l'orientation des lingots c'est-à-dire on définit la disposition des plans cristallographiques dans un monocristal. A titre d'exemple on peut dire que la vitesse de dissolution du Ge dans l'indium pour le plan (100) est 5 fois plus grande que pour le plan (111). Cela veut dire que si la surface d'une rondelle ne coïncide pas avec le plan (111), la frontière de l'alliage qui pénètre à l'intérieur de cette pastille ne sera pas plane puisque la dissolution dans la direction $[100]$ est plus rapide.

L'existence des pics (voir figure) à la frontière du monocristal initial et la couche recristallisée entraîne une diminution de la tension de clacage, est des courants inverses importants dans la jonction P-N obtenue. La même situation existe pour la diffusion mais elle est beaucoup plus grave parceque pour les dispositifs planars la distance entre les jonctions est plus réduite.

D'autre part cette grande vitesse pour le plan (100) joue un rôle positif pour l'obtention de transistors par la méthode diffusion-alliage (transistors Drift).

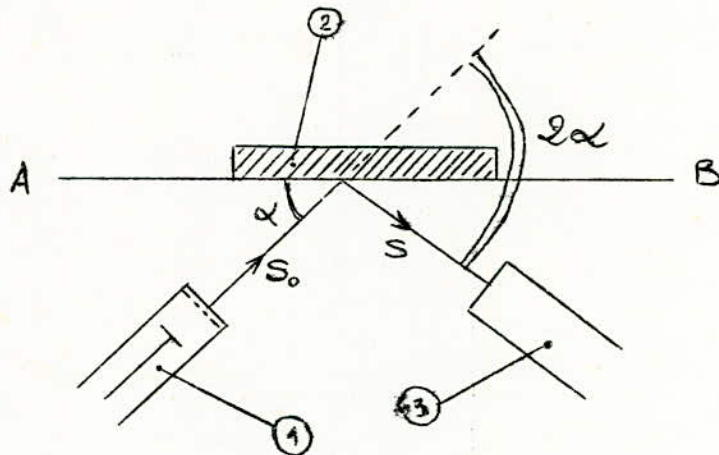
Cette orientation permet de réduire le mouillage et une bonne pénétration de l'alliage dans la base de façon à obtenir une petite surface de l'émetteur. On utilise l'orientation 111 parce que ce plan est le plus rempli d'atomes et il en résulte que les atomes de ce plan sont liés plus fortement. C'est pourquoi leur libération et passage dans le liquide est difficile et la vitesse de dissolution est plus petite.



Détermination de l'orientation cristallographique

Il existe 2 méthodes: aux rayons X et à la lumière. La méthode des rayons X est basée sur la réflexion et la diffraction de ces rayons

- 1: source de rayons X
- 2: support tournant
- 3: récepteur de rayons réfléchis



Nous avons:

$$2d \sin \alpha = \lambda \quad (\text{formule de Bragg})$$

- λ = longueur d'onde des rayons X
- d = distance entre les plans cristallographiques
- α = l'angle entre le faisceau et le plan cristallographique.

Pour la lumière l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion quelque soit l'angle d'incidence et pour les rayons X il y'a un seul angle pour lequel il y'a réflexion. Cet angle dépend de la fréquence et du plan cristallographique de la substance.

Exemple:

Semi-conducteur	Angles de réflexion		
	(111)	(110)	(100)
Si	17° 56'	30° 12'	45° 23'
Ge	17° 14'	28° 56'	43° 10'

2^{eme} METHODE: Méthode des figures lumineuses:

Principe: Si la surface transversale du lingot, préalablement rodée est attaquée par une solution chimique on obtient des figures d'attaque sous forme de creux ou de pics. Il ont une configuration bien nette qui correspond au réseau cristallin. La lumière incidente est réfléchiée des faces et des arrêtes et tombe sur un écran semi-transparent où elle est observée. On obtient cette figure plus proche ou plus loin du centre de l'écran ce qui définit l'angle entre le plan cristallographique et le plan à vérifier. Pour chaque orientation on obtient une figure propre. On obtient une précision de 5 à 10'.

- PREMIERE - MANIPULATION -
MESURE DE LA RESISTIVITE

I - Introduction.

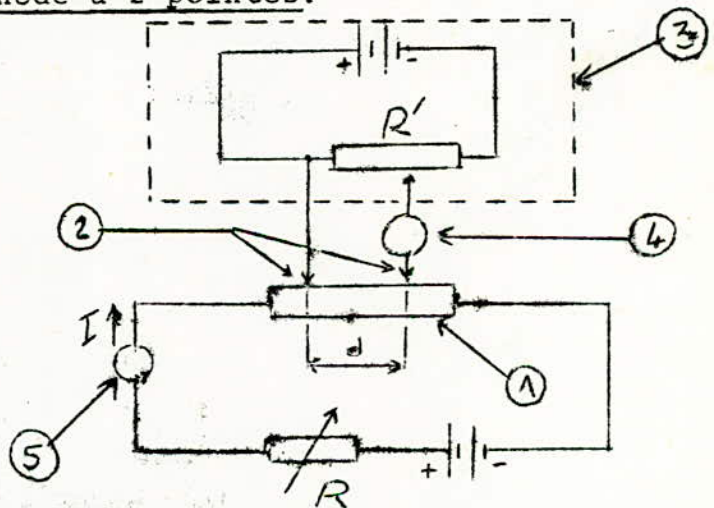
La première étape de la fabrication des dispositifs semi-conducteurs (transistors, diode, etc...) consiste en la préparation de barreaux de semi-conducteurs convenablement dopés et ayant des caractéristiques bien déterminées.

Parmi ces caractéristiques, la résistivité se présente comme un facteur important. En effet elle nous renseignera sur la concentration des porteurs, leur mobilité etc... . Il est donc nécessaire de la mesurer. C'est ce que nous nous proposons de faire dans cette manipulation. Nous exposerons deux méthodes.

II - Première méthode: Méthode à 2 pointes.

Circuit de mesure.

- 1 - semi-conducteur
- 2 - pointes-sondes
- 3 - potentiomètre
- 4 - galvanomètre
- 5 - milliampèremètre



Quant on mesure la résistivité des s-c, la résistance au contact métal-semi-conducteur (résistance de transition) et la source principale des erreurs surtout pour les s-c de grande résistivité. Pour éliminer l'influence des contacts on mesure la résistivité par la méthode d'opposition.

Par les extrémités on fait passer un courant constant I.

- Deux pointes sont appliquées sur l'échantillon. La d.d.p entre ces pointes est mesurée par un potentiomètre (3). La résistivité ρ est donnée par la formule:

$$\rho = \frac{V}{E} \cdot \frac{S}{d} \quad (\Omega \cdot \text{cm})$$

V = chute de potentiel entre pointes (en volts)

I = courant dans l'échantillon (en Ampères)

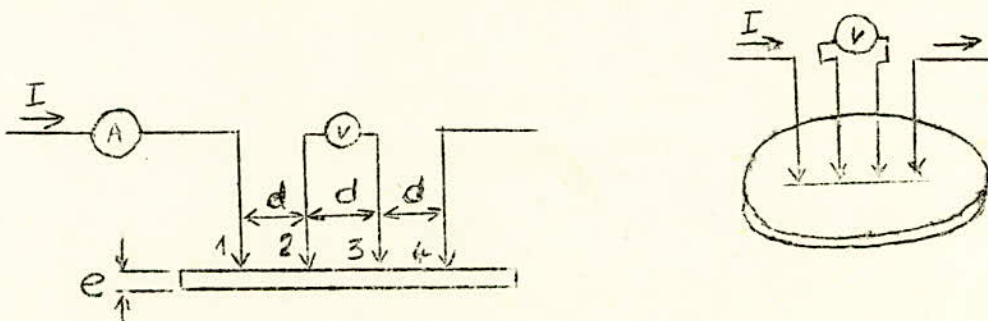
d = distance entre les pointes (en cm)

S = section de l'échantillon (en cm^2)

Pendant la mesure on observe toujours un certain gradient de la température le long de l'échantillon qui entraîne l'apparition d'une thermo - f - e - m aux pointes de mesure. Pour éviter son influence on mesure le courant dans les deux sens et on prend la valeur moyenne des chutes de tension.

Inconvénient de cette méthode: il faut posséder des échantillons de sections constantes ce qui ne l'est pas pour les lingots de Ge et de Si. En outre cette méthode ne convient pas dutout pour mesurer ρ sur les sections transversales d'un barreau. C'est pourquoi on a élaboré la méthode à 4 pointes.

III - Deuxième méthode: Méthode à 4 pointes:



3-1. Principe:

Il consiste à faire passer un courant constant I dans le semi-conducteur entre les pointes 1 et 4 et à relever la tension entre les pointes 2 et 3.

Sur la surface plate de l'échantillon à essayer est établie la sonde de mesure à 4 pointes disposées dans un plan et distantes de d. Par les pointes extrêmes on fait passer un courant I et entre les pointes du milieu on mesure la chute de potentiel. La résistivité est donnée par les formules:

$$\rho = 2 \pi d \cdot \frac{V}{I} \quad : \text{ pour les plaquettes épaisses} \\ (e > 5 d)$$

$$\text{et } \rho = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{V}{I} \cdot e \quad : \text{ pour les plaquettes minces} \\ (e < 0,5 d)$$

à condition que la distance entre les pointes et les extrémités de l'échantillon soit $\gg 3 \cdot d$ (en pratique $d \approx 1 \text{ mm}$)

Les échantillons de S-C dont on dispose sont tous en Si dopés avec du phosphore et ils ont en général une grande résistivité. La résistance de contact entre pointes et s-c est alors relativement grande ce qui pourrait fausser notablement les mesures.

Afin de mesurer correctement la résistivité certaines précautions s'imposent:

- le courant de mesure doit-être suffisamment faible pour ne pas échauffer l'échantillon (de l'ordre ^{du} mA), car, d'une part, le s-c serait porté à une température différente de la température ambiante, cela pourrait fausser les mesures, d'autre part il apparaît une thermo-f-e-m entre pointes mesurant la d.d.p (dûe au gradient de température)
- afin d'éviter les dyssymétries éventuelles de l'échantillon (cristal non homogène, non monocristalin, effet thermo-électrique etc...) il est nécessaire d'effectuer une mesure pour les 2 sens du courant. On prendra la valeur moyenne de la résistivité.
- la résistance de contact dépend de la pression exercée par les pointes. Ceci gênera et faussera les mesures. On s'en affranchit en alimentant par un courant constant et en mesurant la d.d.p par la méthode d'opposition ou bien avec un voltmètre de forte impédance d'entrée. De plus, de cette façon la mesure s'effectue sans perturbation des lignes de courant.
- pour mesurer correctement la température nous avons construit un thermocouple.

- préparation de l'échantillon: on ne pratique qu'un rodage brut de la surface de l'échantillon (avec un abrasif de 28 μ) pour augmenter la vitesse de la recombinaison superficielle des porteurs minoritaires créés par le contact pointe -s-c.

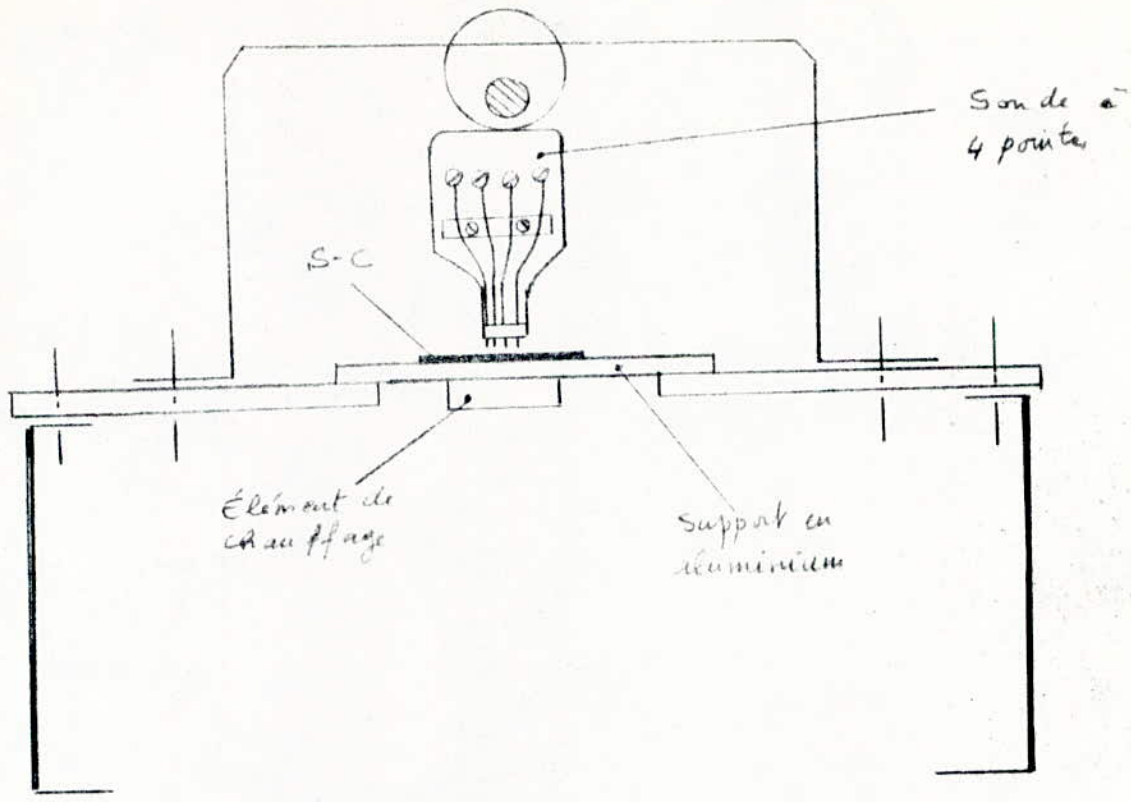
3-21. Circuit de mesure et d'alimentation:

Construction de la maquette: (voir p. 49)

Le but que nous nous sommes fixé est de construire une maquette qui puisse nous donner des mesures correctes et d'emploi simple et commode. A cet effet, compte tenu du matériel dont on disposait, nous avons souvent changé de solution au cours de la réalisation.

Les 4 pointes en acier, recourbées sous forme de ressorts afin d'exercer une pression sur le s-c, sont très minces et taillées de façon à obtenir des surfaces de contact très petites. Elles sont alignées et fixées sur une sonde (tête) coulissant dans une rainure. Le mouvement de descente de la sonde est effectué par une excentrique, sur l'axe de laquelle est fixée une goupille qui limite la rotation à un angle qu'on peut fixer à volonté pour que la pression ne soit pas trop forte. Deux ressorts de rappel permettent de relever la sonde.

Le chauffage est assuré par une résistance plate de 35 W qui est fixée en dessous d'une plaque en aluminium qui sert de support chauffant pour le s-c à mesurer.

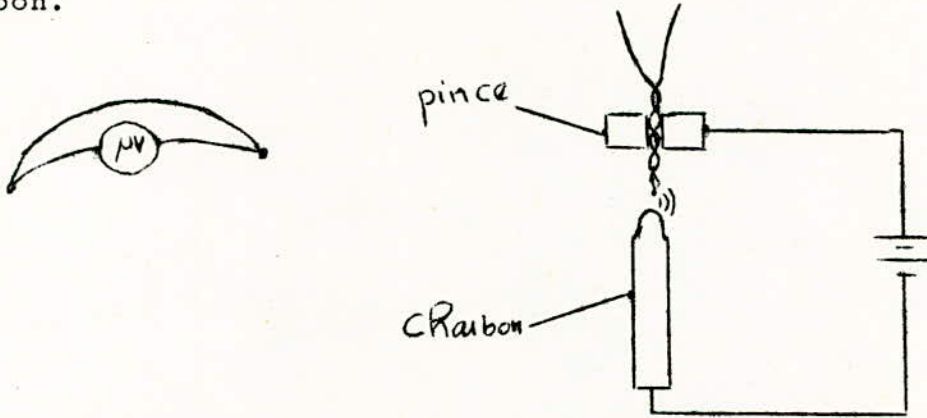


Maquette pour la mesure de la résistivité

Thermocouple:

La mesure de la température est effectuée par un thermocouple qui permet des mesures précises et très proches de la température du s-c. De plus il n'a pas d'inertie comme c'est le cas du thermomètre à mercure.

Nous avons utilisé un couple constantan - cuivre. Les soudures ont été obtenues de la manière suivante: on fait passer un courant assez fort entre les extrémités à souder et un autre point des 2 conducteurs torsadés, à travers une baguette de charbon.

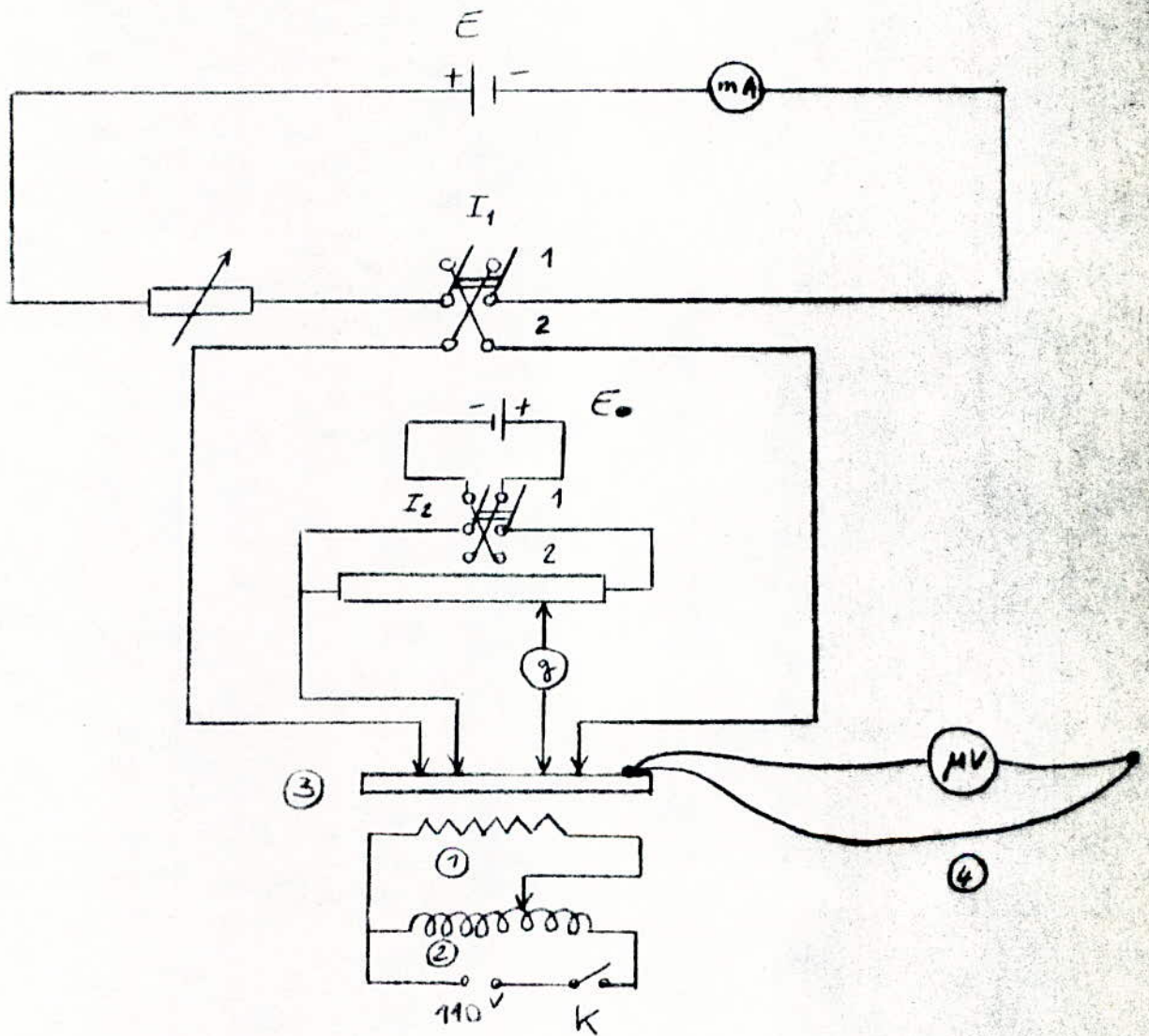


Un arc se produit entre le charbon et l'extrémités des 2 conducteurs qui fait fondre les 2 métaux pour former un alliage.

Circuit électrique : (Voir p 51)

Le s-c est alimenté en courant par une alimentation stabilisée à travers une résistance variable de grande valeur ($1M\Omega$). On obtient donc un générateur de courant. Le courant est alors à peu près constant. Deux inverseurs sont prévus: l'un pour inverser le courant, l'autre pour inverser la pile utilisée dans la méthode d'opposition.

Circuit de mesure et d'alimentation



- E : alimentation stabilisée
- E₀ : pile étalon
- I₁ : inverseur de courant
- I₂ : inverseur de E₀
- ① : résistance chauffante
- ② : autotransformateur
- ③ : Semi-conducteur
- ④ : thermocouple

La résistance chauffante est alimentée par une tension variable entre 0 et 110 V à l'aide d'un autotransformateur. L'interrupteur K permet de couper le chauffage.

3-22. Résistivité en fonction de la température:

L'échantillon à essayer est posé sur le support à l'aide d'une pince. On fait descendre la soude dont les pointes sont appliquées au centre du s-c. Les liaisons électriques sont réalisées comme suit: l'alimentation est reliée aux bornes de courant à travers un milliampèremètre. Les 2 bornes allant aux pointes médianes sont reliées à un voltmètre électronique, ou aux boîtes de résistances à travers un galvanomètre, pour la méthode d'opposition. Le thermo-couple est relié à un voltmètre électronique. La résistance chauffante est alimentée par l'autotransformateur.

Nous allons mesurer la résistivité, de la température ambiante jusqu'à environ 200°C, en prenant des variations de 20 en 20°C jusqu'à 150°C, puis de 10 en 10°C jusqu'à 200°C.

Faisons passer un courant direct I_d mesuré par le milliampèremètre (inverseur - 1 dans la position 1), et notons la chute de tension correspondante dans le s-c pour la température ambiante. Soit V_d cette tension. Invertissons le courant (inverseur dans la position 2), la chute de tension est alors V_i . Nous obtenons 2 valeurs de la résistivité ρ_d et ρ_i , nous prenons la valeur moyenne $\bar{\rho}$:

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_d + \rho_i}{2}$$

ρ étant donnée par la formule: $\rho = \frac{\pi I}{\ln 2} \cdot \frac{V}{I} e$ ($\Omega \cdot \text{cm}$)

V = chute de tension entre les pointes médianes

I = courant circulant entre les pointes extrêmes

e = épaisseur du s-c en cm.

Nous procédons de la même manière pour mesurer ρ pour d'autres températures. Fermons l'interrupteur K. La température de l'échantillon s'élève progressivement. Nous prenons une mesure pour 30°C et les autres de 20 en 20°C puis de 10 en 10°C. Notons que pour avoir une température donnée il suffit de noter sur le voltmètre la valeur de la thermo-f-e-m correspondante donnée par le thermocouple. La soudure chaude est placée tout près du s-c, la soudure froide en est assez éloignée pour ne pas s'échauffer. Nous avons utilisé un voltmètre électronique pour mesurer la chute de tension car il est très difficile d'utiliser la méthode d'opposition, étant donné que la température varie pendant que nous cherchons à obtenir le zéro du galvanomètre.

Tableau de mesures:

Pastille n° : 1 (Voir p. 54)

" n° : 2 (Voir p. 55)

Graphes: $\ln \mathcal{V} = f \left(\frac{1}{T} \right); T \text{ en } ^\circ\text{K}$

Pastille n° : 1 (Voir p. 56)

" n° : 2 (Voir p. 57)

TABLEAU DE MESURESPastille N° 1

I = 1mA

e = 0,4 mm

T °C	T °K	$\frac{1}{T}$	Vd (mV)	Vi (mV)	ρ cm.	σ X10 ⁻²	Ln ($\sigma \cdot 10^3$)
30	303	3,3	201	200	36,4	2,74	3,3
50	323	3,105	236	230	42,3	2,37	3,16
70	343	2,92	279	268	49,5	2,02	3
90	363	2,75	314	327	58	1,72	2,84
110	383	2,605	381	355	66,5	1,5	2,66
130	403	2,48	420	405	74,5	1,34	2,59
150	423	2,36	400	425	80	1,25	2,52
160	433	2,305	486	462	85,6	1,17	2,45
170	443	2,26	474	447	83	1,12	2,42
180	453	2,2	355	348	63,5	1,57	2,67
190	463	2,16	288	280	51,3	1,95	2,89
200	473	2,11	253	227	43,4	2,3	3,14

TABLEAU DE MESURES
PASTILLE N° 2

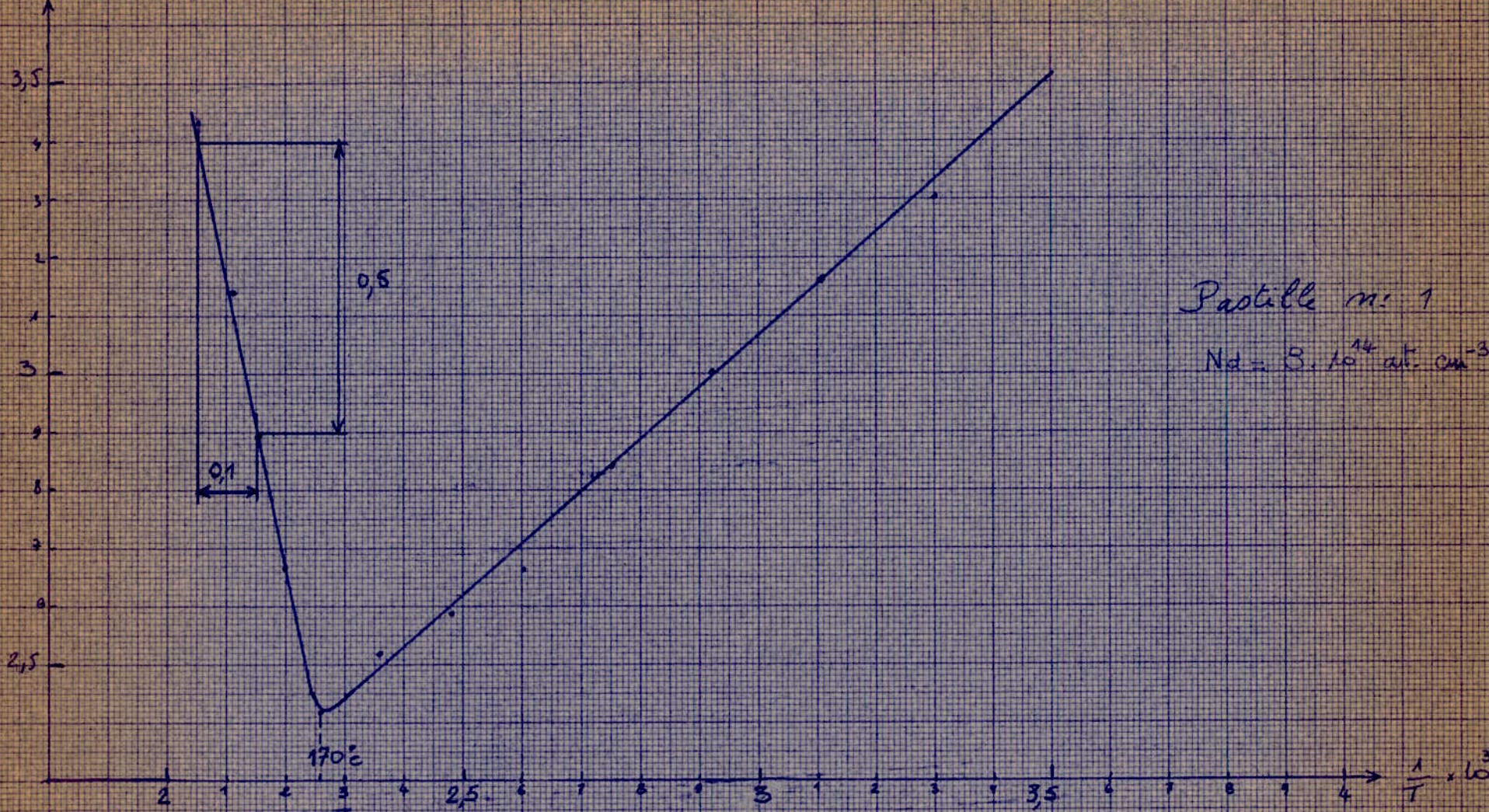
$$I = 0,5 \text{ mA}$$

$$e = 0,4 \text{ mm}$$

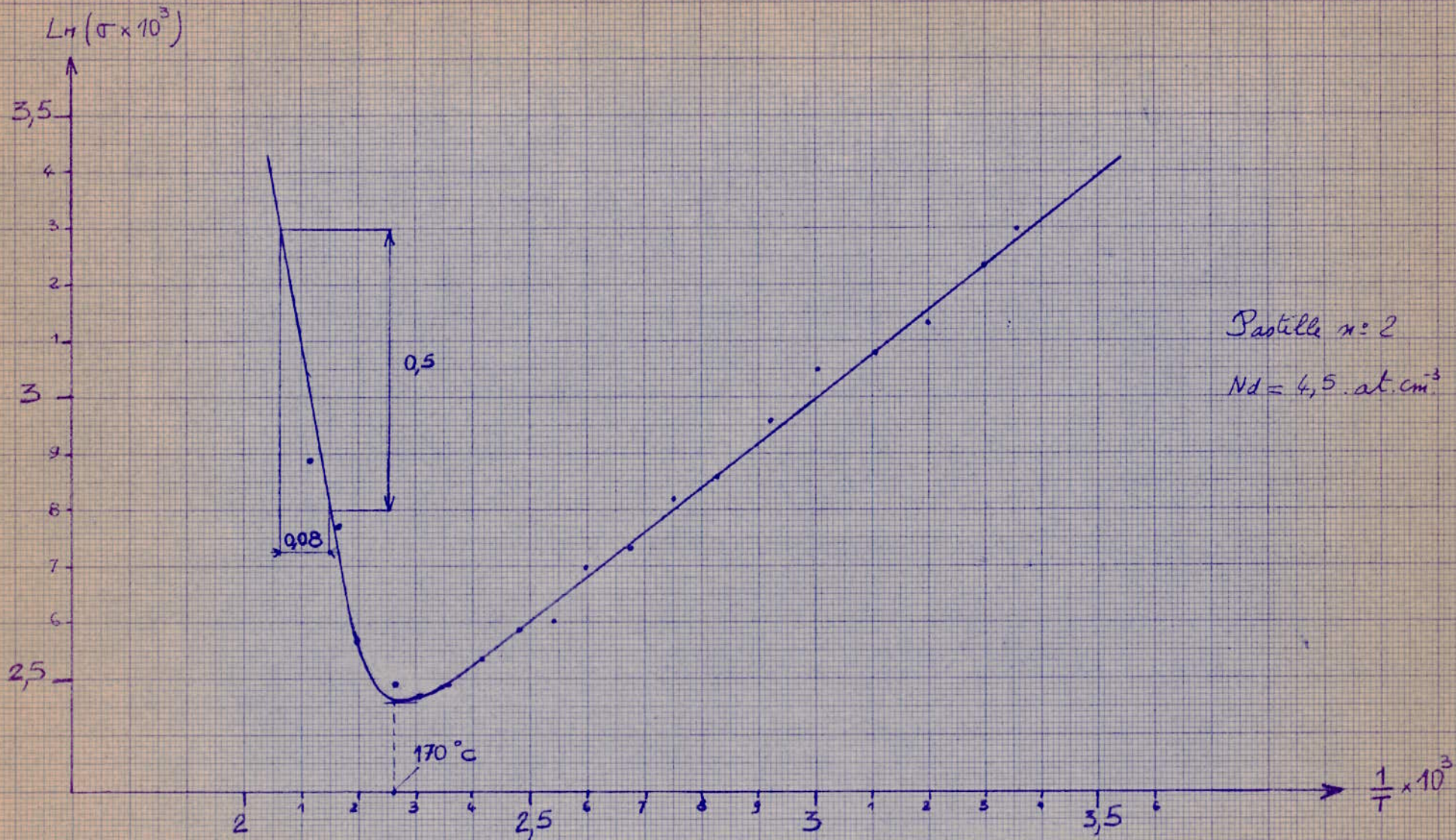
$T^{\circ}\text{C}$	$T^{\circ}\text{K}$	$\frac{1}{T^{\circ}\text{K}}$	$V_d \text{ (mV)}$	$V_i \text{ (mV)}$	$\rho \cdot 10^{-2}$ $\Omega \cdot \text{cm}$	$\sigma \cdot 10^{-2}$	$\ln(\sigma \cdot 10^3)$
24	297	3,36	102	98	36	2,75	3,3
30	303	3,3	107	109	39,2	2,54	3,23
40	313	3,2	120	112	42	2,38	3,13
50	323	3,105	124	126	45,05	2,3	3,08
60	333	3	124	134	47	2,12	3,05
70	343	2,92	152	130	51,2	1,95	2,96
80	353	2,83	158	154	56,6	1,77	2,86
90	363	2,75	156	168	58,8	1,7	2,82
100	373	2,68	174	180	64,5	1,55	2,73
110	383	2,605	186	182	66,7	1,5	2,70
120	393	2,54	208	196	73,4	1,365	2,6
130	403	2,48	204	206	74,5	1,34	2,59
140	413	2,42	211	219	78	1,28	2,54
150	423	2,36	225	227	82,5	1,21	2,49
160	433	2,305	227	233	83,6	0,198	2,47
170	443	2,26	234	222	81,6	1,23	2,48
180	453	2,2	209	210	76	1,315	2,57
190	463	2,16	167	176	61,8	1,618	2,77
200	473	2,11	140	164	64,2	1,557	2,89

56-

$\ln(\sigma \times 10^3)$



Graphique de $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$



Graphie de $\text{Ln} \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$

Détermination de l'énergie de la bande interdite (Gap) du Silicium:

Les graphes $\ln \sigma = f \left(\frac{1}{T} \right)$ nous permettent de déterminer la valeur du Gap. En effet lorsque la température du s-c est élevée (supérieure à 170°C), le s-c se comporte du point de vue conduction comme un matériau intrinsèque. Les porteurs intrinsèques deviennent vite prépondérants sur ceux fournis par les impuretés ionisées. Leur concentration est:

$$n = ni = Nc \exp. \frac{-(Wc-Wv)}{2KT} = AT^{3/2} \exp. \frac{-(Wc-Wv)}{2KT}$$

Posons $(Wc-Wv) = \Delta W$ (valeur de la bande interdite)

or $\sigma = n (\mu_n + \mu_p)$

n et p sont de la forme:

$n = a T^{3/2} + b T^{-3/2}$, le premier terme correspond à la mobilité due aux impuretés, le second à celle

$p = a' T^{3/2} + b' T^{-3/2}$ due au réseau.

$$n + p = T^{3/2} (a+a') + T^{-3/2} (b + b')$$

$$= c T^{3/2} + d T^{-3/2}$$

$\simeq c T^{-3/2}$ (la température étant élevée, la mobilité due au réseau l'importe, en plus la concentration en impuretés ^{est} faible)

d'où $\ln \sigma = -\frac{W}{2KT} + \ln \left(\frac{1}{T} \right) + cte.$

$$\simeq -\frac{W}{2K} \times \frac{1}{T} + cte.$$

On voit donc que la pente de la courbe $\ln \sigma = f \left(\frac{1}{T} \right)$ nous donne ΔW .

Calcul de W.

Pastille n° 1 (Voir graphe)

pente = $\frac{W}{2K} = m \Rightarrow \Delta W = 2K m.$

$$\Delta W = 2. 1,38. 10^{-23} . \frac{0,5}{0,1.10^{-3}}$$

Soit en eV:

$$\Delta W = \frac{2. 1,38.10^{-23} . 0,5}{1,6.10^{-19} 0,1. 10^{-3}}$$

$$= 0,863 \text{ eV}$$

Pastille n° 2

$$\Delta W = \frac{2. 1,38 10^{-23}}{1,6. 10^{-19}} . \frac{0,5}{0,08.10^{-3}}$$

$$= 1,08 \text{ eV}$$

3-23. Mobilité des porteurs de charge en fonction de la température.

Nous allons tracer le graphe de la mobilité des électrons en fonction de $\frac{1}{T}$ dans le domaine de température compris entre 30°C et 170°C. Dans ce cas toutes les impuretés sont pratiquement ionisées et nous avons $n = N_d$.

La mobilité est alors:

$$\mu_n = \frac{\sigma}{N_d . q}$$

-CONCLUSION-

I) CONDUCTIBILITE:

Sur le graphe $\ln \sigma = f(T)$, nous distinguons 2 parties bien distinctes. La conductibilité décroît de la température ambiante jusqu'à environ 170°C, atteint un minimum puis augmente très rapidement.

Les deux graphes sont semblables. Les pentes des parties linéaires sont à peu près égales. Le minimum de la conductibilité est atteint pour 170°C.

Dans la partie décroissante, la conductibilité est due pratiquement aux porteurs de charge libérés par les atomes d'impuretés ionisées qui sont très supérieurs aux porteurs intrinsèques. L'énergie thermique n'étant pas assez importante pour libérer ces derniers. D'autre part la conductibilité est affectée par les impuretés et le réseau qui diminuent la mobilité des électrons. La concentration électronique étant constante ($n=N_d$), la conductibilité est directement proportionnelle à la mobilité:

$$\sigma = q N_d \cdot \mu$$

Or la mobilité est fonction des dispersions dues au réseau et aux impuretés:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_R}$$

μ_i est proportionnelle à $T^{3/2}$ et diminue lorsque N_d augmente, μ_R est proportionnelle à $T^{-3/2}$. Dans le domaine de température considéré, et puisque d'autre part N_d est relativement petite, la mobilité n'est alors pratiquement affectée que par le réseau cristallin;

$$\mu = \mu_R$$

Considérons à présent l'autre partie de la courbe ($T > 170^\circ C$). Nous venons de voir que le S-C présente une conductibilité quasiment intrinsèque:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{q n_i}{B} \cdot T^{3/2} \cdot T^{-3/2} \cdot \exp. - \frac{W}{2KT} \quad (B = c t_e) \\ &= B \cdot \exp. - \frac{W}{2KT} \end{aligned}$$

$$\ln \sigma = c t_e - \frac{W}{2KT} \quad ; \quad \text{courbe linéaire en fonction de } 1/T.$$

Ceci est conforme au résultat expérimental. Cette partie de la courbe nous a permis de déterminer l'énergie du gap.

II) MOBILITE:

Les courbes ont été tracées pour des concentrations en impuretés voisines. Il aurait été préférable de les tracer avec des concentrations très différentes si on avait des pastilles dopées très différemment.

EFFET HALL

Mesure de la concentration des porteurs de charge

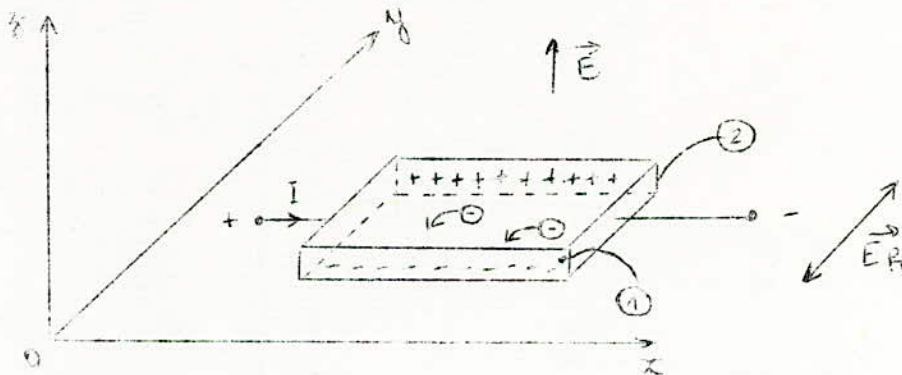
1) INTRODUCTION

La concentration des porteurs de charge des semi-conducteurs dopés est une autre caractéristique très importante pour la fabrication des dispositifs à semi-conducteurs. Elle doit être donc mesurée avec précision. Nous utiliserons l'Effet Hall pour sa mesure.

2) ETUDE THEORIQUE DE L'EFFET HALL

Soit un barreau de semi-conducteur extrinsèque de forme parallélépipédique, dont la longueur est 4 à 5 fois plus grande que sa largeur, il est placé dans une induction magnétique uniforme qui est perpendiculaire à une de ses faces comme l'indique les figures ci-dessous. Si on fait passer un courant suivant, sa longueur, il apparait un champ électrique transversal et par conséquent une d.d.p dite d.d.p de Hall. Elle nous renseigne à la fois sur la nature des porteurs de charge et sur leur nombre comme nous allons le voir par la suite.

21 Semi-conducteur de type n



Considérons un courant de densité \vec{i}_n (déplacement des électrons vers le x $x < 0$) et un champ magnétique \vec{B} parallèle à Oz . Il en résultera une force \vec{f}_y perpendiculaire à \vec{i}_n et à \vec{B} qui a tendance à déplacer les électrons vers les y < 0 , d'après la loi de LORENTZ

$$\vec{f}_y = e (\vec{v} \wedge \vec{B})$$

Des charges négatives vont alors apparaître sur la face (1) des charges positives sur la face (2) d'où un champ électrique \vec{E}_k qui exerce sur les électrons une force $\vec{f}' = (-e) \vec{E}_k$. Elle s'oppose à la force de LORENTZ.

Si m_e est la masse de l'électron et $p'_n = -ne$ la densité cubique des charges mobiles alors l'équation d'équilibre:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{on pose } E_k = E)$$

\vec{v} étant la vitesse de l'électron

devient:

$$\frac{d\vec{i}_n}{dt} = \frac{ne^2}{m_e} \vec{E} - \frac{e}{m_e} \vec{i}_n \wedge \vec{B}$$

En réalité, l'effet de transition produit en même temps la variation

$$\frac{d\vec{i}_n}{dt} = -\frac{\vec{i}_n}{\tau_n} \quad (\tau_n = \text{temps de relaxation})$$

En régime permanent:

$$\vec{i}_n = \frac{ne^2}{m_e} \tau_n \vec{E} - \frac{e}{m_e} \tau_n \vec{i}_n \wedge \vec{B}$$

Remarque :

Si $B=0$, on retrouve la conductivité:

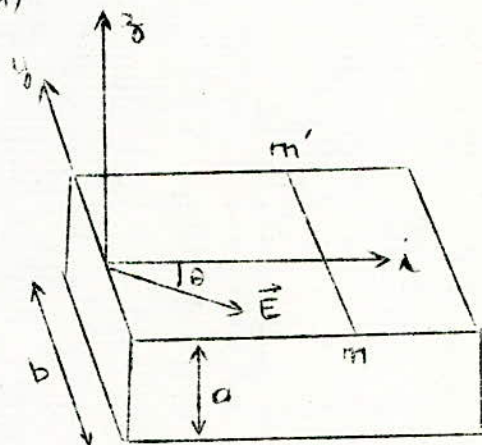
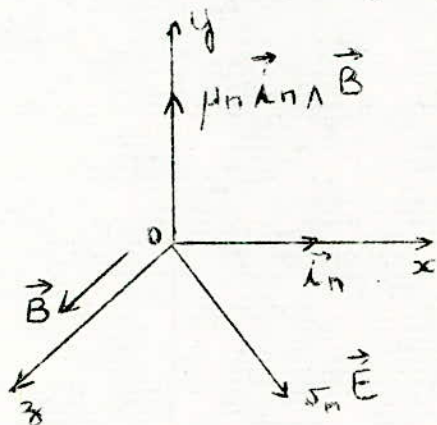
$$\sigma_n = \frac{ne^2}{m_e} \tau_n$$

et par conséquent la mobilité:

$$\mu_n = \frac{\sigma_n}{ne} = \frac{e \tau_n}{m_e}$$

Finalement et compte tenu des remarques, la formule fondamentale de l'effet Hall s'écrit:

$$\vec{\lambda}_n = \sigma_n \vec{E} - \mu_n (\vec{\lambda}_n \wedge \vec{B}) \quad (1)$$



En projetant l'équation (1) suivant les axes ox et oy, on obtient 2 équations:

$$\begin{cases} \lambda_n = \sigma_n E_x \\ 0 = \sigma_n E_y + \mu_n \lambda_n B \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_x = \frac{\lambda_n}{\sigma_n} \\ E_y = -\frac{\mu_n \lambda_n B}{\sigma_n} = -\frac{\lambda_n B}{ne} \end{cases}$$

La d.d.p entre les points m et m' est donnée par

$$V = V_m - V_{m'}$$

Or $E_y = \frac{V_H}{b}$ et $I = \lambda_n a b \Rightarrow V_H = K \cdot \frac{IB}{a}$ (d.d.p de Hall)

avec $K = -\frac{1}{ne} = \frac{1}{p'}$

Remarque :

$$\operatorname{tg} \theta = - \frac{E_y}{E_x} = \mu_n B$$

En réalité μ n'est pas une constante, elle dépend de l'énergie de la particule considérée

$$\mu_n = \frac{e \tau}{m_e}$$

$$\mu_{Rn} = \frac{e \tau_{Rn}}{m_e}$$

τ_{Rn} est une moyenne des diverses valeurs de τ_n , on montre que

$$\frac{\mu_{Rn}}{\mu} = \frac{3\pi}{8}$$

$$\operatorname{tg} \theta = \mu_{Rn} \cdot B$$

$$\Rightarrow E_y = - \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \mu_n B$$

$$\Rightarrow K = - \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{n_e}$$

22 Pour un type P, le raisonnement est analogue, la constante de Hall est alors :

$$K = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{p_e}$$

3) MANIPULATION

31 Description

Le champ électromagnétique qu'on applique est produit par un électroaimant alimenté par une alimentation stabilisée. Sa conception est telle qu'il donne différents champs. Entre les pôles Nord et Sud est placée une plaque en plexiglas sur laquelle est fixée la pastille semi-conductrice. Les contacts pour la prise du courant et de la tension ont été étudié soigneusement. Le courant est mesuré par un milliamperemètre par contre la tension de Hall est déterminée par la méthode d'opposition. La difficulté rencontrée était l'alignement des contacts de prise de tension. En effet, il était pratiquement impossible de les aligner, aussi a-t-on prévu 3 contacts. Sur une face, un de ces contacts est fixe et est placé de telle manière que sa projection sur l'autre face soit entre les deux autres contacts. Entre ces derniers, il y a un potentiomètre de très grande valeur permettant d'aligner les contacts de prise de tension.

Un interrupteur permet d'ouvrir ou de fermer le circuit alimentant l'électroaimant. Si le champ est nul et si on fait circuler un courant dit courant de contrôle, une tension résiduelle apparaît aux bornes des faces parallèles au sens du courant. On la remet à zéro en ajustant convenablement le potentiomètre.

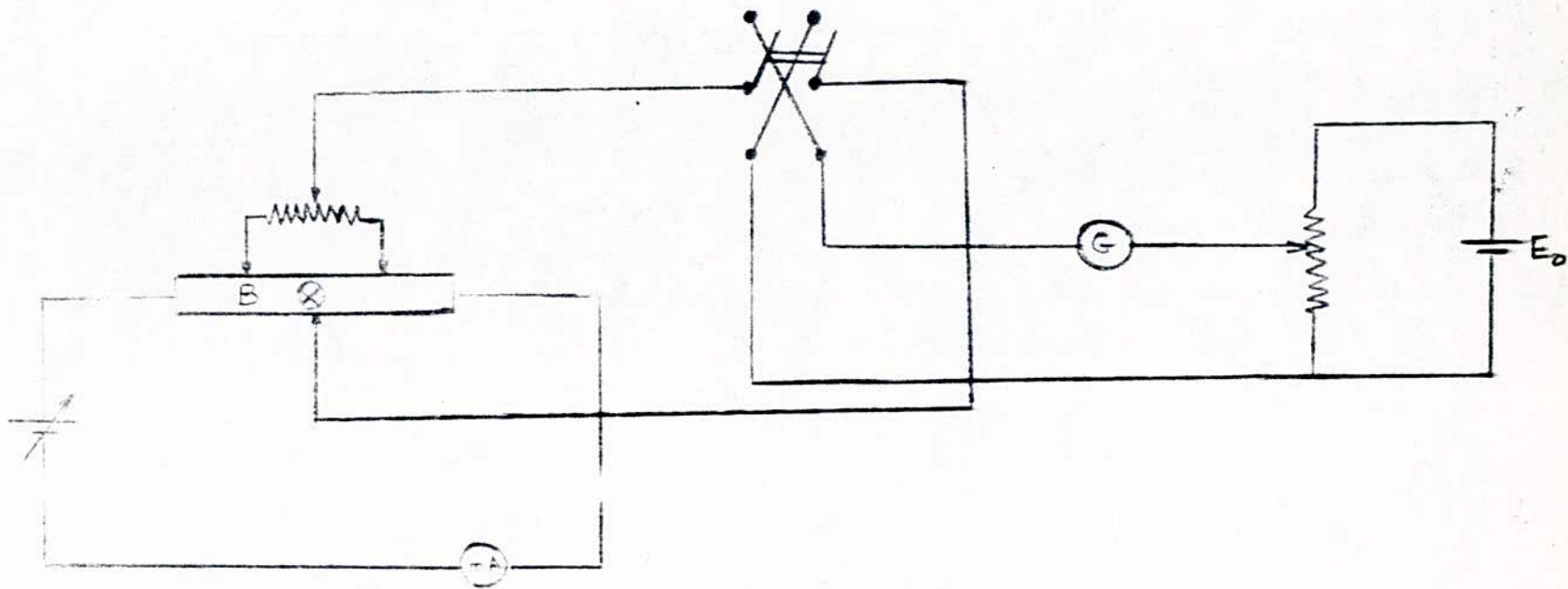
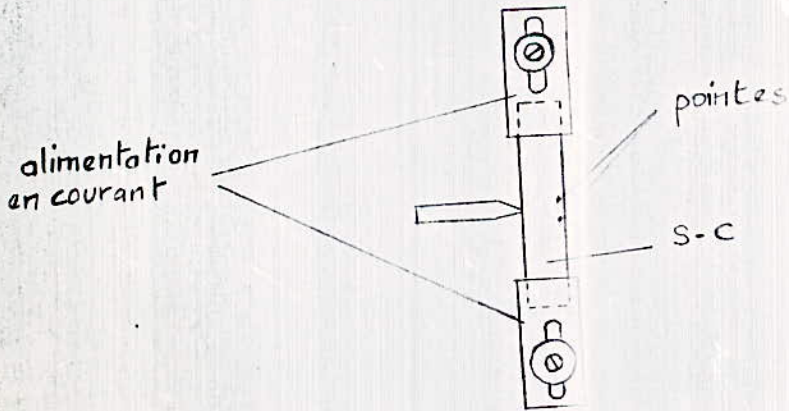
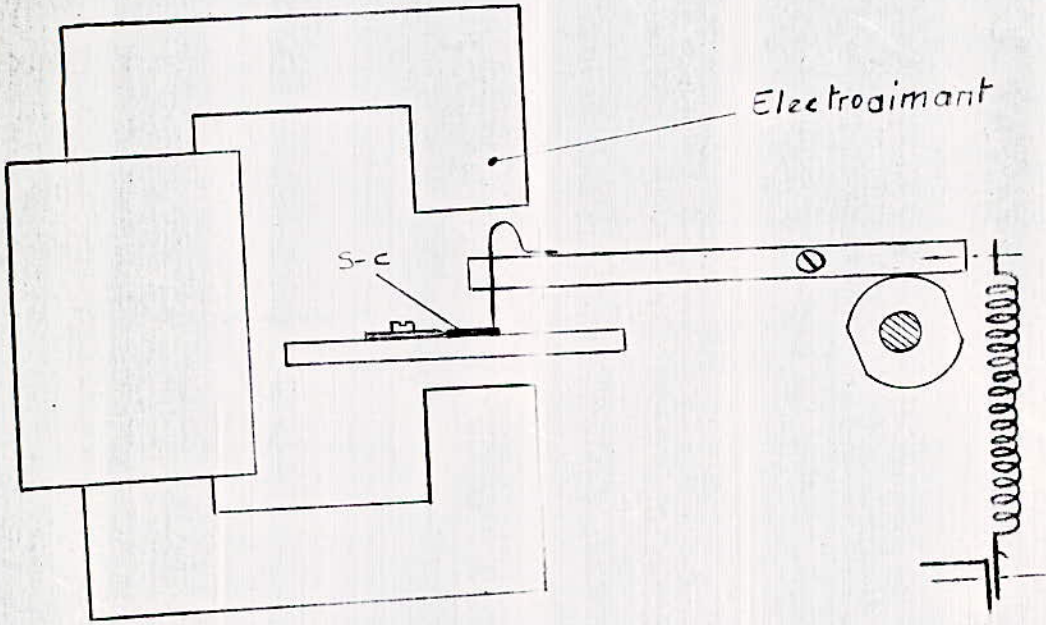


Fig: CIRCUIT ELECTRIQUE POUR LA MESURE DE LA
CONCENTRATION

schéma simplifié de la
maquette sur l'effet Hall.



5.) TABLEAU de MESURES donnant la
 MOBILITE EN FONCTION de Nd.
 à la TEMPERATURE 24°C

N°	e (mm)	I (mA)	V (mV)	$\sigma \cdot 10^{-2}$ $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	$m \cdot 10^{14}$ at/cm ³	$m q \times$ 10^{-5}	$\mu = \frac{\sigma}{m q}$
1	0,4	1	184	3,02	4,5	7,2	420
2	0,4	0,5	100	2,74	2,83	4,52	605
3	0,375	1	217	2,7	1,82	2,92	926
4	0,6	2	210	1,52	3,08	4,94	308
5	0,35	1	90	7,05	63	1,01	698

Les conductivités des pastilles n° 1, 2, 3 et 5
 ont été calculées d'après l'équation

$$\sigma = \frac{\ln 2}{\pi} \cdot \frac{I}{V} \cdot \frac{1}{e}$$

Par contre la pastille n° 4 a été calculée
 d'après l'autre équation :

$$\sigma = \frac{1}{2\pi d} \cdot \frac{I}{V}$$

d = distance entre les pointes de la sonde.

TABLEAU DE MESURES DONNANT LA
MOBILITE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE
POUR $N_{d1} = 4,5 \cdot 10^{14}$ et $N_{d2} = 2,83 \cdot 10^{14}$

$T^{\circ}K$	303	323	343	363	383	403	423	433	443
μ_1 $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$	420	330	282	239	208	186	176	163	156
μ_2 $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$	605	508	430	376	332	297	268	264	272
$\ln \mu_1$	6,04	5,75	5,65	5,47	5,34	5,22	5,16	5,1	5,05
$\ln \mu_2$	6,4	6,24	6,06	5,94	5,8	5,7	5,6	5,57	5,62

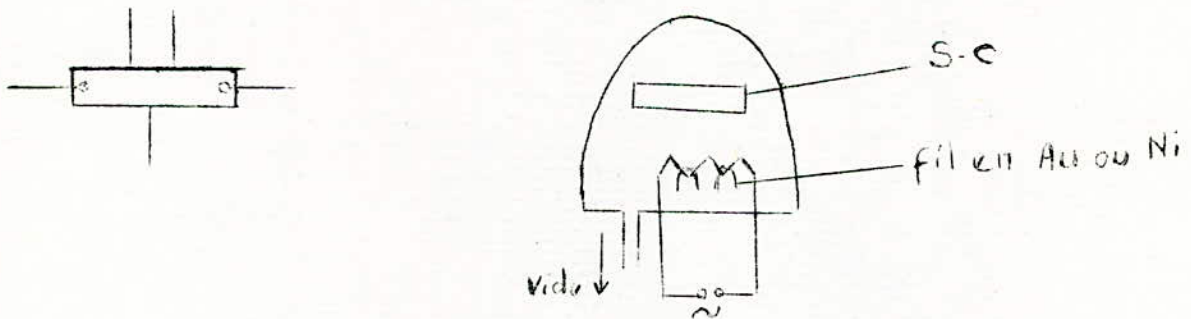
Remarques :

Le montage que nous avons étudié nous a permis d'éliminer certaines erreurs.

- 1) Erace à la méthode d'opposition, les éventuelles erreurs dûes aux resistances de contact ont été considérablement diminuées.
- 2) La tension résiduelle est pratiquement nulle par l'utilisation du potentiomètre.

De très bons contacts seraient obtenus comme suit :

La pastille semi-conductrice est placée dans une enceinte vide (poussé jusqu'à 10^{-5} mm Hg) à l'intérieur duquelle se trouve un filament chauffant (en tungstène) supportant des fils d'or ou de nickel. En alimentant le filament par un courant électrique, les fils d'or ou de nickel chauffés s'évaporent et couvrent le semi-conducteur d'une couche conductrice. Ensuite on couvre les points de contact par de la cire et on plonge la pastille dans un acide qui élimine la couche superficielle ne laissant que les points de contact recouverts du metal conducteur. Maintenant, on peut souder facilement ces contacts.



D'autre part, le courant introduit dans un semi-conducteur par un contact redresseur transporte à la fois des électrons et des trous. La théorie de l'Effet Hall ne fait état que des porteurs normalement présents. Les porteurs minoritaires introduits par un contact redresseur risquent de fausser les mesures mais les contacts métal/semi-conducteur ne sont pas tous redresseurs surtout pour les types M et les pastilles que nous avons sont du type n.

Nous avons pris les mesures dans la région centrale de la plaquette pour laisser aux porteurs minoritaires la possibilité de se recombinaison dans les extrémités. Cette recombinaison s'effectue au sein du semi-conducteur et plus encore à la surface lorsque celui-ci est brut de préparation. De plus, l'épaisseur relativement faible de l'échantillon favorise également la recombinaison en surface.

Les différences de la résistivité entre courants direct et inverse peuvent être dues entre autre au cristal non homogène et non monocristallin. De même pour l'effet Hall : on s'en affranchit en appliquant un courant alternatif et un champ constant et inversement ou mieux encore les deux sont alternatifs.

6) APPLICATIONS DE L'EFFET HALL

Ces applications utilisent surtout les alliages $I_n S_b$ ou $I_n AS$ à cause de leur grande résistivité.

1°) On peut réaliser un magnétomètre qui puisse mesurer les champs d'induction B au moyen de la tension de Hall

$$V_R = B \cdot \frac{KI}{a}$$

Si I est connue, V_R mesurée, alors :

$$B = \frac{V_R \cdot a}{KI}$$

2°) D'autres applications utilisent la proportionnalité de la tension de Hall à la fois à B et à I pour en faire des multiplieurs. Si B est dû à un courant I' , V_h est proportionnel à II' . Cette idée est à la base :

a) de multiplieurs pour calcul analogique. Deux quantités x et y commandent I et I' , V_h est proportionnel à xy .

L'inertie des dispositifs multiplieur de Hall est beaucoup plus faible que celle des servo-mécaniques comprenant un potentiomètre et un moteur;

b) de wattmètres pour lignes transportant de l'énergie sous forme alternative, B est produit par le courant I' dans la ligne, I est rendu proportionnel à la tension de la ligne par un transformateur (ou une grande résistance).

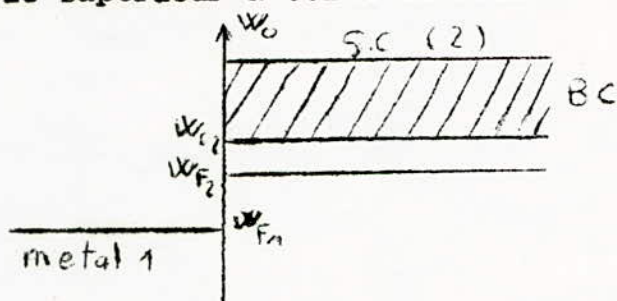
TYPE DE CONDUCTIVITE

I) ETUDE THEORIQUE :

1°) Effet. métal - semi-conducteur

11. Type :

Supposons qu'on établisse brusquement le contact entre un un semi-conducteur de type et un métal possédant un travail de sortie supérieur à celui du semi-conducteur (voir fig.)



L'équilibre du système constitué est perturbé et par suite des positions relatives des niveaux de Fermi dans les deux matériaux un excès d'électrons se dirige du semi-conducteur vers le métal. La surface de celui-ci se charge négativement tandis qu'une couche plus ou moins profonde dans le semi-conducteur acquiert une densité volumique de charges positives. Il en résulte un champ électrique dirigé du semi-conducteur vers le métal qui abaisse les niveaux énergétiques du semi-conducteur par rapport à ceux du métal. La variation d'un de ces niveaux, W_C , par exemple peut être déduite de l'équation de Poisson,

.../...

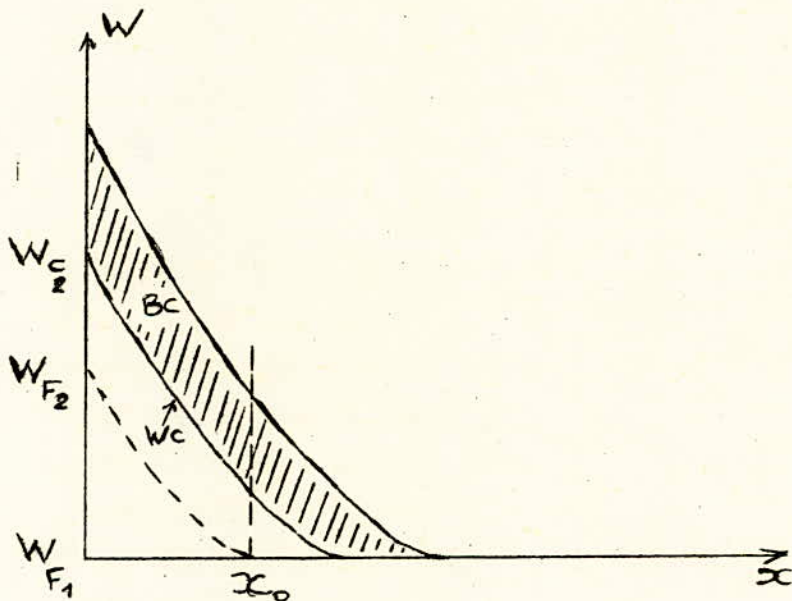
Le champ électrique devant être constant, les deux courbes précédentes doivent se raccorder sans point anguleux.

Ceci est réalisé au sommet de la parabole. Les coordonnées de ce point sont :

$$\begin{cases} x = x_0 = -\frac{\epsilon a}{2Nd \cdot q} \\ W_c = -\frac{\epsilon a^2}{2Nd \cdot q} + b \end{cases}$$

Si nous choisissons l'origine sur la surface de séparation on a donc les conditions aux limites :

$$\begin{cases} W_{c2} = b & \text{pour } x = 0 \\ W_{c1} - (W_{F2} - W_{F1}) = -\frac{\epsilon a^2}{2Nd \cdot q} + b & \text{pour } x = x_0 \end{cases}$$



Soit Ox un axe perpendiculaire à la surface de séparation et N_d , la densité des centres donneurs. Nous admettrons, pour simplifier, que ces donneurs, dans toute la région où le potentiel n'est pas constant, ont complètement abandonné leurs électrons au métal. On a donc une région isolante où existe une densité volumique

$P = N_d \cdot q$ et l'équation de poisson s'écrit.

$$\frac{d^2}{dx^2} \left(-\frac{W_c}{q} \right) + \frac{N_d \cdot q}{\epsilon} = 0$$

$$\text{ou } \frac{d^2 W_c}{dx^2} - \frac{N_d \cdot q}{\epsilon} = 0$$

On en déduit

$$W_c = \frac{N_d \cdot q^2 \cdot x^2}{2 \epsilon} + ax + b$$

a et b étant des constantes.

Dans la profondeur du semi-conducteur, nous admettrons qu'aucune ionisation n'est apparue et par conséquent le potentiel est constant. Sa valeur doit être telle que l'énergie du niveau de Fermi ait été abaissée à la valeur WF_1 .

Le niveau inférieur de la bande de conduction est donc

$$\text{abaissée à } W_{c2} = (W_{c1} - W_{F1})$$

.../...

d'où

$$u = -q \left(\frac{q N_d (W_{F_2} - W_{F_1})}{\epsilon} \right)^{1/2}$$

$$\text{et } x_0 = \frac{1}{q} \left(\frac{2 \epsilon (W_{F_2} - W_{F_1})}{q N_d} \right)^{1/2}$$

La zone dans laquelle le semi-conducteur se comporte comme un isolant du fait qu'il a perdu tous les électrons de conduction est celle qui est comprise entre $x=0$ et $x=x_0$. De plus, quand on passe du semi-conducteur au métal, on observe dans cette zone **une** augmentation d'énergie potentielle égale à $W_{F_2} - W_{F_1}$. On a donc une barrière de potentiel. Son épaisseur varie comme $\frac{1}{\sqrt{N_d}}$, donc croit avec la pureté du semi-conducteur. C'est pourquoi il faut utiliser des semi-conducteurs extrêmement purs.

x_0 est de l'ordre de 300 \AA et le libre parcours moyen de l'ordre de 500 \AA .

La barrière de potentiel peut être déduite des résultats précédents. On a vu que le potentiel doit être tel que sa valeur soit égal à $W_{F_2} - W_{F_1} = V_0$. On obtient une nouvelle expression de la largeur de la barrière de potentiel.

$$x_0 = \left(\frac{2 \epsilon V_0}{q \cdot N_d} \right)^{1/2}$$

.../...

Appliquons maintenant un champ électrique extérieur dans le même sens que V_0 , le semi-conducteur est chargé positivement par rapport au métal et la largeur du barrage devient

$$x_1 = \left(\frac{2 \epsilon (V_0 + V)}{q \cdot N_d} \right)^{1/2}$$

Les électrons ne possédant pas une énergie suffisante sont bloqués par cette barrière. On aura donc un sens bloquant. Pour les électrons en provenance du métal.

La barrière de potentiel reste constante et égale à la différence des travaux des deux métaux. On aura donc un courant électrique du semi-conducteur vers le métal qui est très faible puisque la résistance de la couche de barrage s'est élevée sous l'action du champ électrique extérieur.

Appliquons maintenant un champ électrique de sens inverse au précédent, le semi-conducteur est chargé négativement par rapport au métal et la couche de barrage devient

$$x_2 = \left(\frac{2 \epsilon (V_0 - V)}{q \cdot N_d} \right)^{1/2}$$

x_2 étant maintenant petit, beaucoup d'électrons d'énergie moyenne l'affranchissent. On aura un sens direct ou encore : conduction.

.../...

Remarques :

- Le contact métal-semi-conducteur (dans le cas où le travail de sortie est supérieur à celui du semi-conducteur) possède le pouvoir redresseur qui trouve son application dans beaucoup de domaines.

- Dans le cas où le travail de sortie du métal est inférieur à celui du semi-conducteur, une théorie analogue pourrait être développée. Mais cette fois-ci, ce serait le métal qui perdrait des électrons de conduction. Par suite du grand nombre de ceux-ci, la barrière de potentiel qui se formerait serait beaucoup plus mince et pourrait aisément être traversée par effet tunnel. Elle serait alors incapable de jouer le rôle de barrière proprement dite à laquelle est lié le phénomène de redressement.

12. Type P

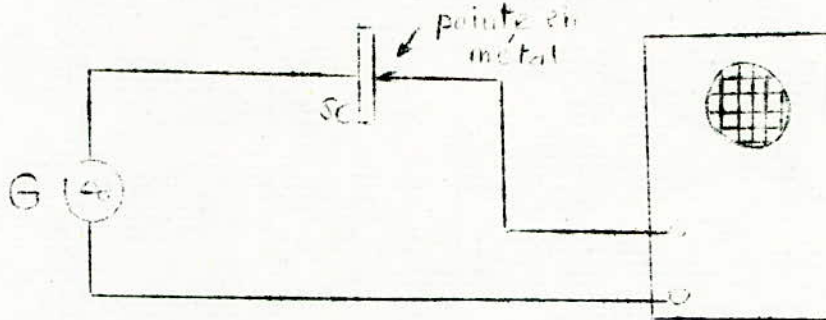
Quel que soit le métal, les électrons diffusent de celui-ci vers le semi-conducteur, il y a création d'une barrière de potentiel par suite un effet redresseur prend naissance.

.../...

2°) Application à la détermination du type de conductivité

21. Première méthode

Les résultats précédents nous permettent l'identification du type de conductivité. En effet, l'ensemble métal-semi-conducteur se comporte comme une diode. En alimentant l'ensemble par un générateur sinusoïdal et en visualisant la sortie à l'oscilloscope, on verra uniquement des alternances positives ou négatives et selon le sens de ces alternances, on obtient le type de conductivité du semi-conducteur



Si l'alternance est positive, le semi-conducteur est du type n
" " " négative, " " " P

.../...


22) Deuxième méthode

- Schéma du montage et principe

Admettons que le semi-conducteur est du type N, il y a conduction pour les alternances positives. La chute de tension aux bornes du semi-conducteur est nulle, car la résistance directe est très faible. Par contre aux bornes de la résistance R, la chute de tension est assez importante. Elle est appliquée aux plaques verticales de l'oscilloscope. Comme le potentiel en A est supérieur à celui de B, le spot sera dirigé de haut en bas. Pendant les alternances négatives l'ensemble métal semi-conducteur ne conduit pas et la chute de tension aux bornes de R est nulle, mais entre les points A et B, le potentiel d'alimentation est appliqué aux plaques horizontales et comme $V_B > V_A$, le spot sera dirigé de la droite vers la gauche. L'image vue à l'oscilloscope est de la forme



Un raisonnement analogue nous conduirait d'une forme

 pour un type P.

.../...

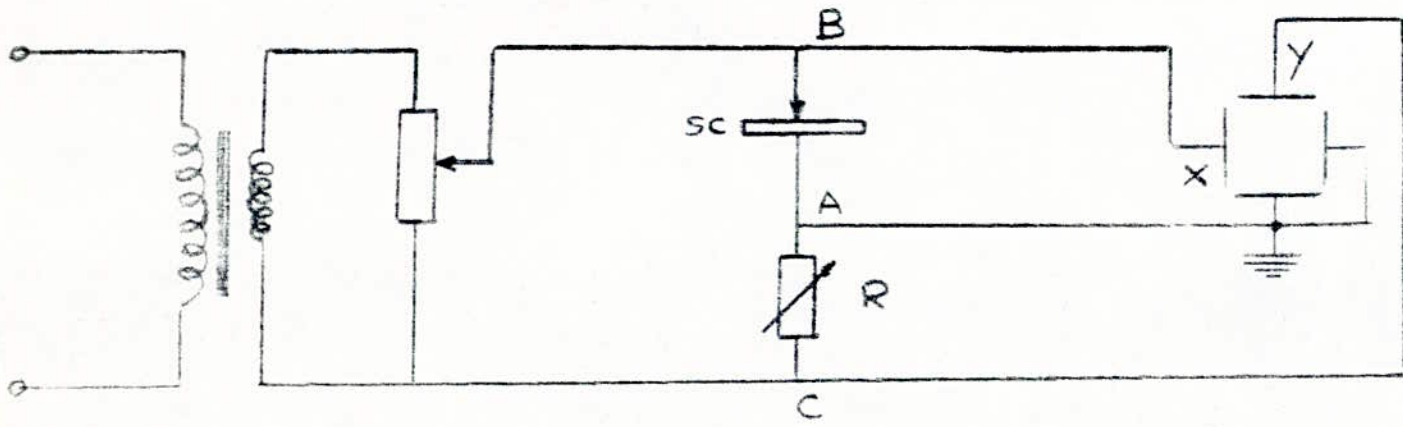
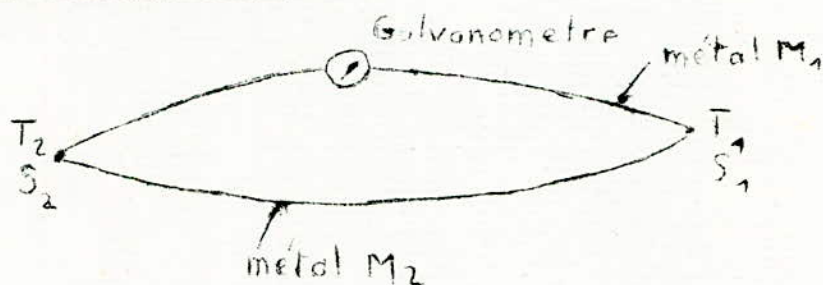


FIG. IDENTIFICATION DU TYPE DE CONDUCTIVITE

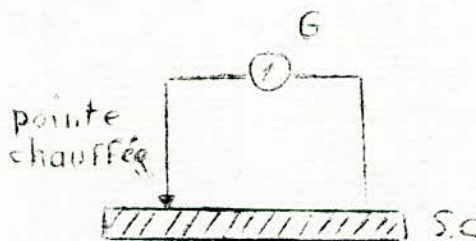
3°) Effet thermoélectrique



On sait que si on soude 2 fils de nature différente et si on chauffe une de ces soudures à une température très supérieure à l'autre, il apparait une d.d.p entre les deux soudures. On montre que le sens de cette d.d.p est fonction du nombre d'électrons de valences de chaque métal.

On peut appliquer ce phénomène à l'identification du type de conductivité du semi-conducteur.






Schéma et principe



Si le semi-conducteur est du type N et si le travail de sortie de la pointe est supérieur à celui du semi-conducteur, le sens du courant est tel que l'aiguille du galvanomètre dévie de la droite vers la gauche. Si le **semi-conducteur** est du type P, le galvanomètre devie dans l'autre sens.

- DETERMINATION DU TYPE DE CONDUCTIVITE -

RESULTATS

Pastilles N°	Forme visualisée	Type
1		N
2		N
3		N
4		N
5		N

Remarque : Hormis ces pastilles, toutes de type N, nous avons essayé d'autres pastilles dopées N sur une face et P sur l'autre face (diode). La forme visualisée s'inversant lorsque l'on tourne ces pastilles.

MESURE DE LA DUREE DE VIE

I PRINCIPE

Toutes les méthodes utilisées par la mesure de la durée de vie τ sont basées sur l'introduction ou la génération des charges supplémentaires dans le semi-conducteur. Ainsi l'on utilise des faisceaux lumineux ou des impulsion électrique très courtes ayant pour but de perturber l'équilibre électrique. On sait que le nouvel équilibre ne sera atteint qu'après un temps τ appelé durée de vie.

Si la concentration des porteurs minoritaires en excès est petite par rapport à la concentration initiale (niveau d'injection petit) on peut affirmer que la vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires est proportionnelle à leur concentration :

$$\frac{dn}{\tau} = - \frac{1}{\tau} n \quad (1)$$

On définit $\frac{1}{\tau}$ comme la probabilité de recombinaison des porteurs minoritaires / Δ

En intégrant (1) on obtient

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

n_0 concentration initiale ($t = 0$)

τ durée de vie, c'est à dire le temps pendant lequel la concentration des porteurs minoritaires diminué dans le rapport $e = 2,718$

Si maintenant on considère l'injection des porteurs minoritaires du point de vue diffusion dans l'échantillon, la concentration est donnée par une équation identique

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{x}{L}\right)$$

L longueur de diffusion ou la distance pendant laquelle la concentration des porteurs diminuée dans un rapport e

La longueur L et le temps τ sont liés par l'équation :

$$L = (D\tau)^{1/2}$$

D est le coefficient de diffusion qui caractérise la vitesse de l'agitation thermique

$$D = \frac{q}{e} kT \quad (\text{relation d'Einstein})$$

Il faut remarquer que la recombinaison s'effectue aussi bien dans le volume qu'à la surface du cristal S.C

On peut donc considérer que

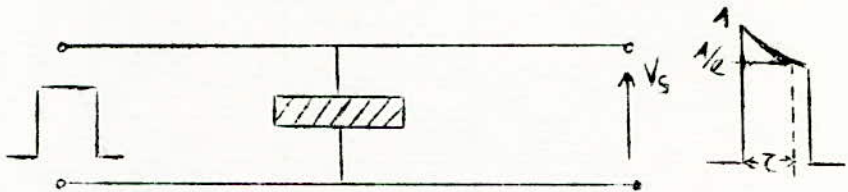
$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s}$$

Pour mesurer la durée de vie volumique il faut diminuer au maximum la vitesse de recombinaison superficielle. Pour cela l'échantillon doit être rodé et poli, attaqué chimiquement de façon à obtenir une surface bien polie.

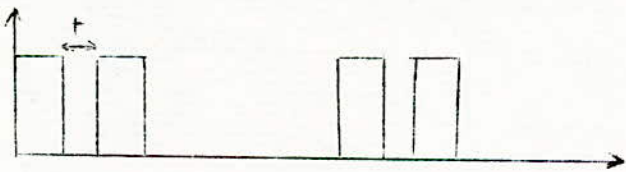
Les méthodes de mesure de τ ou L que nous allons étudier sont basées sur la variation de la concentration des porteurs minoritaires en fonction du temps ou la distance.

II 1ère METHODE

Elle utilise des impulsions de courants pour exciter les porteurs de charges. En effet, si on fait passer un courant très court et qu'on observe ses effets sur le S.C, on pourrait mesurer τ avec une bonne précision



L'éventuelle erreur résidait en la difficulté de lire correctement τ . On peut améliorer cette méthode en envoyant 2 impulsions carrées successives.



t est le temps de retard entre les 2 impulsions. On observe V_s à l'oscilloscope.

Durant la première impulsion (appelée courant d'injection), on introduit dans l'échantillon des porteurs de charges minoritaires qui augmentent sa conductibilité. La forme de V_s sera identique au cas précédent. On peut expliquer ce résultat par l'augmentation de n et la diminution de ρ simultanément.

Après la 1ère impulsion et à cause du phénomène de recombinaison le courant diminue exponentiellement (cf L.p.m)

Si $t > \tau$ observerait des tensions \checkmark égales



Si au contraire $t < \tau$, la tension appliquée à l'échantillon au moment du déclenchement de la 2ème impulsion (appelée impulsion de mesure) sera supérieure à celle obtenue uniquement par la 1ère impulsion. En effet il est évident que la 2ème impulsion va créer une tension qui va s'ajouter à celle donnée par la 1ère et qui n'a pas eu le temps de s'annuler (cf. fig 2)

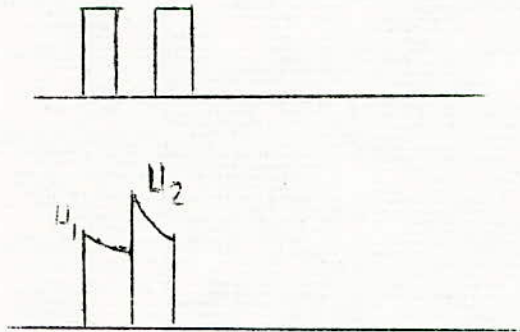


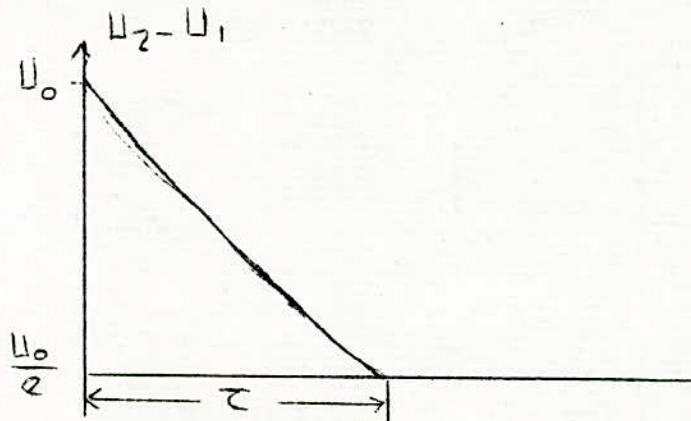
fig. 2

Etant donné que la tension obtenue dépend de la concentration des porteurs de charges et que $U_2 - U_1$ correspond aux porteurs en excès il s'ensuit que $U_2 - U_1$ est proportionnelle à $\exp(-t/\tau)$

$$U_2 - U_1 = U_0 \exp(-t/\tau)$$

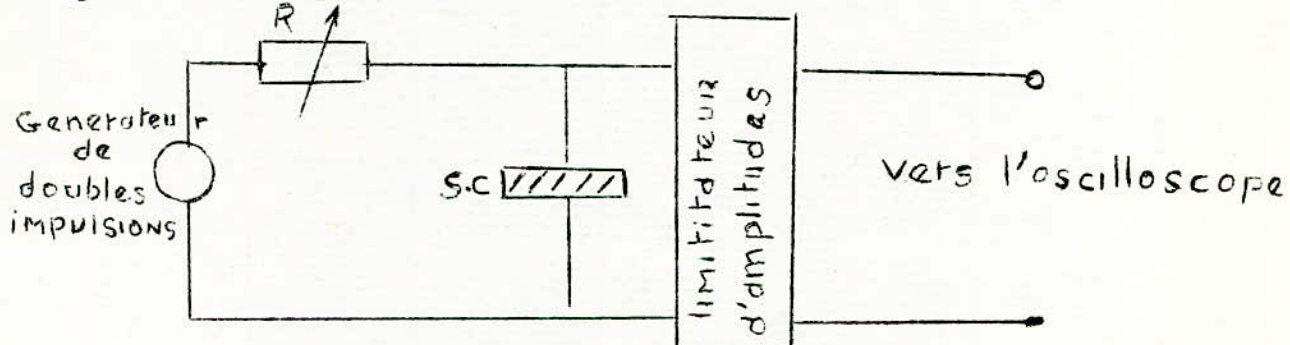
$$\Rightarrow \tau = \frac{t}{\ln\left(\frac{U_0}{U_2 - U_1}\right)}$$

maintenant si on fait varier t tout en imposant la condition $t < \tau$ on peut tracer la courbe $U_2 - U_1 = U_0 e^{-t/\tau}$ et en déduire τ

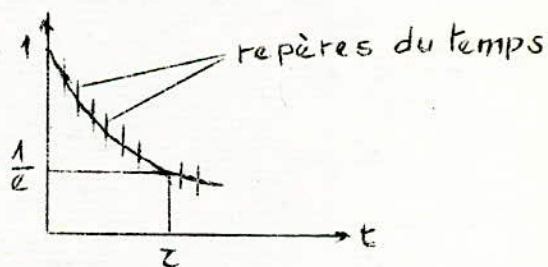
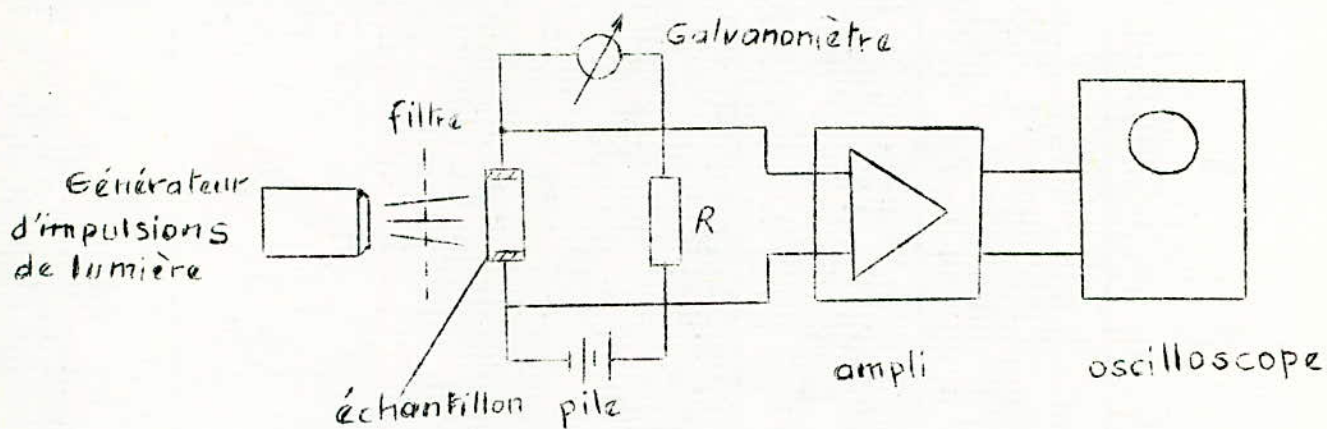


22 REALISATION

L'idée est d'imaginer un générateur donnant 2 impulsions rectangulaires séparées d'un temps t variable.



III 2ème METHODE



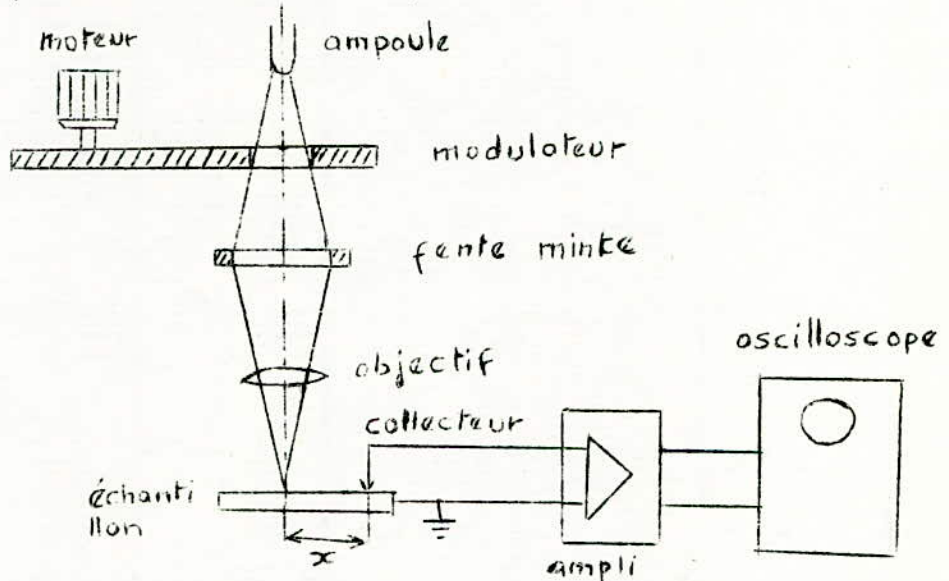
On fait circuler un courant dans l'échantillon de l'ordre de $1 \mu A$. La résistance R doit être $\gg r$ afin de maintenir le courant dans le Δ -c constant; r étant la résistance de l'échantillon.

Le milieu de l'échantillon est éclairé par des impulsions de lumière de petites durée et de petites fréquences.

Si la conductivité σ additionnelle obtenue par éclairage n'est pas trop élevée (niveau d'injection petit) alors la variation de la tension aux bornes de l'échantillon sera proportionnelle à la concentration des porteurs de charges minoritaires.

En observant à l'oscilloscope la diminution de la photo conductivité après chaque impulsion de lumière on peut déterminer τ quand la photoconductivité est diminué de e fois.

IV 3ème METHODE. (faisceau lumineux mobile)



La surface de l'échantillon est éclairée par 1 faisceau de lumière limité de façon à obtenir une trace très mince. Une sonde métallique (appelée collecteur) permet de prélever la tension créée par la lumière. La distance entre le collecteur et la trace de lumière est variable.

Il y a génération dans le S.C des porteurs de charges supplémentaires créant aussi 1 gradient de concentration qui donne naissance à un courant de diffusion le long de l'échantillon. Entre la partie éclairée et le collecteur apparait une U qui est proportionnelle à la concentration des porteurs de charges créées. On peut écrire donc :

$$U = A n(x)$$

où $n(x)$ est la concentration des porteurs générés. (x=0)

$$U = U_0 \exp\left(-\frac{x}{L}\right)$$

$$u = \frac{dU}{dx}(x)$$

Cette méthode est largement utilisée pour contrôler la qualité des monocristaux du Ga au cours de sa fabrication.

Pour la Si cette méthode n'est pas utilisée à cause de l'existence des centres de cohésions superficiels (pièges). L'influence de ces pièges pour les porteurs est très fortes près du collecteur.

On utilise la première méthode.

- C O N C L U S I O N -

L'étude théorique que nous avons entamée au début de ce projet nous a été très utile, en ce sens que ses résultats se sont révélés une base solide pour la mesure des paramètres des semi-conducteurs.

La manipulation sur la résistivité nous a permis de voir le comportement des semi-conducteurs en fonction de la température. C'est ainsi que si la température dépasse 170°C pour le Silicium, les dispositifs à semi-conducteurs tel que les transistors, les diodes, etc... perdent leurs fonctions puisque pratiquement il n'y a plus de jonctions (comportement intrinsèque).

Nous avons rencontré d'énormes difficultés tant dans la réalisation des maquettes que dans les manipulations, surtout en ce qui concerne les mesures basées sur l'effet Hall où il était très difficile et parfois pénible de réduire les tensions résiduelles. Mais tout ceci pourrait être évité par l'utilisation d'une technologie appropriée.

C'est grâce à ces difficultés que nous avons pu connaître mieux les problèmes posés par la mesure sur les semi-conducteurs.

Il y'a encore d'autres paramètres non moins importants tel que la durée de vie des porteurs minoritaires, que nous avons étudiés et que nous n'avons pas pu mesurés à cause du peu de temps dont nous avons disposé. Néanmoins nous avons mis en évidence la génération des porteurs minoritaires à l'oscilloscope en envoyant des impulsions de lumière avec un flash électronique et avec un stroboscope.

Nous accueillerons toute suggestion susceptible de compléter ce modeste projet.

- A N N E X E -

Propriétés du Ge, Si et GaAs à 300°K

	Ge	Si	GaAs
Atomes/cm ³	4,42.10 ²²	5.10 ²²	2,21.10 ²²
Densité (g/cm ³)	5,3267	2,328	5,32
Constante diélectrique	16	11,8	10,9
Gap (ev)	0,72	1,12	1,3
Concentration intrinsèque (/cm ³)	2,5.10 ¹²	1,6.10 ¹⁰	1,1.10 ⁷
Durée de vie des porteurs minorit. (sec)	10 ⁻³	2,5.10 ⁻³	~ 10 ⁻⁸
Mobilité (cm ² /V.sec)			
μ _n	3900	1500	8500
μ _p	1900	600	400

Appareils utilisés dans la
manipulation sur la résistance

- 1 Alimentation stabilisée $[0, 100^V =]$ (=: continu)
- 1 Alimentation stabilisée $[0, 10^V =]$ (utilisée comme pile et alim)
- 1 Voltmètre électronique $[0,1mV, 100mV =]$
- 1 Milliampèremètre $[0,1, 100mA =]$
- 1 Galvanomètre à cadre mobile, position du zéro au milieu de l'échelle.
- 1 Autotransformateur $[0, 110^V \sim]$
- 5 Décades : 11×1 ; 11×10 ; 11×100 ; 11×1000 ; 11×10000 .

Proposition d'appareils
à utiliser

- 1 cryostat rempli d'azote liquide
- 1 Thermocouple complet donnant directement la température.
- 1 Montage Base commune : générateur de courant
- 1 Double inverseur : permettant d'obtenir 2 inverses simultanément,

Appareils utilisés dans la manipulation sur l'effet Hall

- 1 Alimentation stabilisée $[0, 100V=]$
- 1 " " $[0, 32V=]$
- 1 Milliampèremètre $[0, 1, 100mA=]$
- 1 " $[100, 1500mA=]$
- 1 Galvanomètre à cadre mobile, position du zéro au milieu de l'échelle.
- 5 Décades : 11×1 ; 11×10 ; 11×100 ; 11×1000 ; 11×10000 .

Appareils utilisés dans la manipulation sur la détermination du type de conductivité.

- 1 Générateur B.F. $[0, 5V]$ (ou secteur)
- 1 Oscilloscope.
- 1 Pointe d'essai.

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

- A.S GROVE : Physique et technologie des dispositifs à semi-conducteurs.
- G. FOURNET : Physique électronique des solides.
- A. VAPAILLE : Physique des dispositifs à semi-conducteurs T.1. Electronique du Silicium homogène.
- WARNER : Circuits intégrés.
- E.J. CASSIGNOL : Physique électronique des semi-conducteurs.
- E. SPENKE : Semi-conducteurs électroniques.
- W. SCHOKLEY : Electrons and Holes in Semi-conductors.
- G.A. BOUTRY : Physique appliquée aux industries du vide et de l'électronique. T1 Fascicule 1
- J. IDRAL : Mesures et instruments de mesure.
- R. GUILIEN : Les semi-conducteurs (col. "Que sais-je")
- V. KOULECHOV : Cours polycopié: Technologie des composants Electroniques.
- COAT : Physique électronique des semi-conducteurs. (cours de l'Ecole Supérieure d'électricité).