

**EFFET HALL DANS LES METAUX  
ET DANS LES SEMI-CONDUCTEURS**

B. AMANA, Ch. RICHTER et O. HECKMANN

Nous allons dans ce T.P mesurer la tension de Hall sur des rubans de métaux (Cu, Zn) et de semi-conducteurs (Germanium dopés n et p). Du signe de la tension mesurée on déterminera la nature des porteurs de charge et la constante de Hall. L'influence de la température sera analysée et pour les semi-conducteurs on déterminera l'intervalle d'énergie entre les deux bandes de même que la mobilité des porteurs de charge. On consultera sur le sujet entre autres livres, Berkeley, Grehant, Kittel (voir les références bibliographiques complètes en fin de TP).

Rappelons auparavant quelques résultats de la théorie sur la conduction dans les métaux et les semi-conducteurs.

## **I - THEORIE**

Le passage d'un courant électrique dans un solide est le résultat global macroscopique, de l'action d'un champ électrique sur les particules chargées, situées dans le solide et susceptibles de se déplacer sous l'action d'un tel champ. On attribue le nom de porteurs mobiles ou plus simplement de porteurs à ces particules. Sous l'action d'un champ, les porteurs peuvent interagir entre eux, avec les atomes du réseau ou encore avec les impuretés... Le résultat global de ces interactions est de modifier perpétuellement la trajectoire d'un porteur.

Une telle trajectoire est représentée sur la figure 1 dans le cas d'un champ nul. Les déplacements résultant de l'ensemble des porteurs ont des directions et des valeurs quelconques et leur somme vectorielle s'annule (voir figure 2). Il n'y a donc pas de déplacement moyen,  $\langle v \rangle = 0$ . Fig 1 et Fig 2.



**Figure 1 Déplacement réel d'un seul porteur (a) et déplacement résultant (b)**



**Figure 2: Vitesse instantanée (a) et déplacement moyen (b) d'un ensemble de porteurs**

Un solide cristallin monoatomique est donc le siège d'une double agitation : celle des atomes autour de leur position d'équilibre mais aussi celle due aux mouvements désordonnés de l'ensemble des porteurs. On montre cependant que lorsque les porteurs sont des électrons, on peut négliger (sauf aux très basses températures) la contribution de leur agitation dans l'énergie interne du solide.

### **I - 1 - Mobilité et conductivité**

Lorsqu'on applique un champ  $E$  dans un cristal, la vitesse moyenne de charges  $q$  au cours du temps résulte de la superposition de deux effets distincts :

**a)** la tendance à l'accroissement de la vitesse moyenne dans la direction du champs due à la force  $F = qE$  en l'absence de collisions, qui se traduit par le terme :

$$\left| \frac{d \langle v \rangle}{dt} \right|_{champ} = \frac{F}{m} = \frac{qE}{m} \quad (1)$$

**b)** la tendance à la diminution de la vitesse moyenne due aux chocs en l'absence de champ, caractérisée par le terme

$$\left| \frac{d \langle v \rangle}{dt} \right|_{\text{collision}} = -\frac{\langle v \rangle}{\tau} \quad (2)$$

Où  $\tau$  est le temps moyen entre deux chocs.

On a donc :

$$\left| \frac{d \langle v \rangle}{dt} \right|_{\text{total}} = \frac{qE}{m} - \frac{\langle v \rangle}{\tau}$$

On remarque que  $\langle v \rangle$  tend vers une valeur limite lorsque  $\frac{d \langle v \rangle}{dt} = 0$ ,

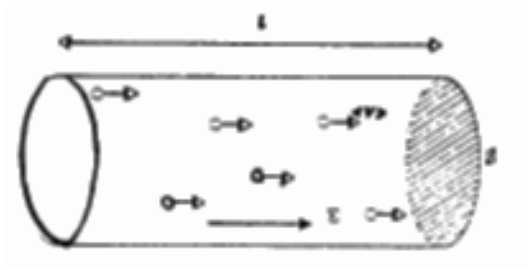
$$\langle v_{\text{lim}} \rangle = \frac{q\tau}{m} E \quad (2 \text{ bis}).$$

Soit  $\langle v_{\text{lim}} \rangle = \mu E$  en notant  $\mu = \frac{q\tau}{m}$

La quantité  $\mu$  désigne la mobilité des porteurs. On peut dire que la mobilité d'un porteur est d'autant plus grande qu'il accélère facilement sous l'action d'un champ, donc que sa charge est grande et sa masse est faible. Cette mobilité est d'autant plus importante que le temps moyen  $\tau$  entre deux chocs est long. Ce temps ayant tendance à diminuer si la température augmente, il en est de même pour la mobilité.

Par convention  $\mu$  est toujours positif. On prend  $+\mu$  lorsqu'on a affaire à des porteurs de charge  $+q$  et  $-\mu$  pour des porteurs de charge  $-q$  : selon le signe des charges la vitesse moyenne est donc dans le même sens ( $+q$ ) ou opposée au champ ( $-q$ ).

Considérons un barreau solide de section  $S$  et de longueur  $l$  dans lequel est appliqué un champ uniforme  $E$  perpendiculaire à  $S$  (voir figure 3). Soit  $N$  le nombre total des porteurs dans un volume total  $V$  ( $V = S.l$ ). La concentration  $n$  de porteurs par unité de volume vaut  $n = N / V$ .


**Figure 3**

Supposons que chaque porteur a la charge  $+q$ . Sous l'action du champ les porteurs prennent la vitesse  $v$  et traversent la section  $S$ . Au bout d'un temps  $t = l / v$  tous les porteurs auront traversé la section  $S$ .

L'intensité  $I$  du courant est défini par  $I = Q/t$  où  $Q$  est la charge totale ayant traversé  $S$ .

$$I = Nq / t = n \cdot V \cdot v / l = n \cdot S \cdot q \cdot v$$

La densité de courant  $J$  étant définie par  $J = I / S$  on a:

$$J = n \cdot q \cdot v = n \cdot q \cdot \mu E \text{ soit}$$

$$J = \sigma E \quad (3) \quad \text{en notant } \sigma = n \cdot q \cdot \mu$$

Le coefficient  $\sigma$  s'appelle conductivité ou conductibilité électrique du cristal. Il fait apparaître que pour un champ  $E$  donné, la densité du courant créé est d'autant plus importante que la concentration en porteurs, la charge électrique de chacun d'eux et leur mobilité sont élevées.

Si plusieurs types de porteurs de charges  $q_1, q_2, \dots$ , de mobilité respectives  $\mu_1, \mu_2, \dots$ , sont présents dans le solide avec des concentrations respectives  $n_1, n_2, \dots$ , alors la densité de courant totale

$$J = n_1 q_1 v_1 + n_2 q_2 v_2 + \dots = (n_1 q_1 \mu_1 + n_2 q_2 \mu_2 + \dots) E \quad (4)$$

$$\text{soit } J = (\sigma_1 + \sigma_2 + \dots) E = \sigma E$$

La conductivité  $\sigma$  résultante est donc la somme des conductivités dues à chaque type de porteur.

### **I - 2 - Conductivité dans les métaux**

Dans un cristal métallique chaque atome a tendance à perdre un ou deux électrons excédentaires afin de se trouver dans une configuration énergétique de plus grande stabilité. Il existe donc un nombre considérable d'électrons libres susceptibles de se déplacer dans le cristal sans le quitter et sans risque de capture par les ions fixes (ou presque fixe compte tenu de leur masse) du réseau. Par contre les interactions entre électrons libres, et plus encore entre électrons libres et ions métalliques ainsi qu'entre électrons libres et phonons (quanta d'énergie de vibration ordonnée du réseau) sont très nombreuses. Le temps moyen  $\tau$  entre deux chocs est donc très court.

Il en résulte, conformément à la relation 2 et contrairement à ce qu'un raisonnement hâtif pourrait laisser croire, une valeur très faible pour la mobilité  $\mu$  des électrons libres dans le métal.

Si la conductivité des métaux est très élevée cela est dû par contre à la concentration énorme en électrons libres.

Si la température augmente, le nombre de porteurs par unité de volume reste sensiblement constant. Par contre, leur mobilité diminue et donc également la conductivité.

La résistivité croît linéairement avec la température

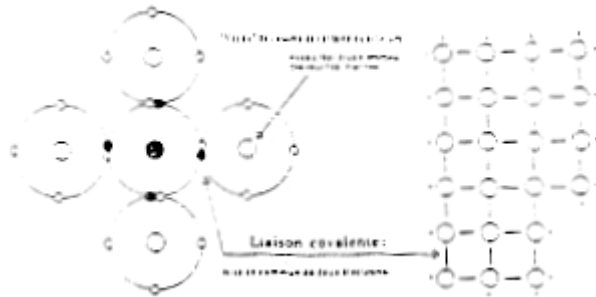
$$\rho(\theta) = \rho_0(1 + a\theta) \quad \text{où } \rho_0 \text{ est la résistivité à } 0^\circ \text{ C et } \theta \text{ la température.}$$

### **I - 3 - Conductivité dans les semi-conducteurs.**

#### **I - 3 - 1 - Niveaux d'énergie**

Dans les semi-conducteurs comme le silicium, chaque atome est lié aux autres (4 voisins) par des liaisons covalentes : les électrons périphériques sont mis en

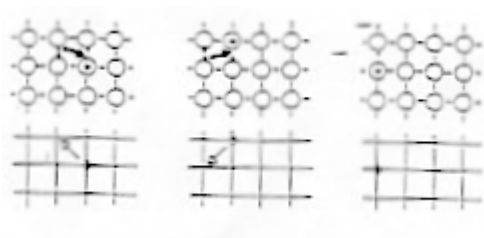
communs mais restent localisés au voisinage de leurs atomes respectifs (voir figure 4).



**Figure 4**

Il n'y a donc pas d'électrons libres comme dans les métaux, le cristal est à première vue isolant (basse température). Lorsque la température s'élève, il y a agitation des atomes du réseau et de l'énergie est transmise par couplage aux électrons périphériques. Certains d'entre eux peuvent acquérir une énergie suffisante pour se débarrasser de l'attraction du noyau et devenir ainsi des électrons libres.

Lorsqu'un électron se libère, il manque une charge négative et l'atome correspondant devient donc chargé positivement. Ce nouvel état est fortement instable pour les deux atomes qui ont rompu leur liaison covalente et ceux-ci vont soustraire un électron aux atomes voisins pour retrouver leur stabilité initiale (voir figure 5).



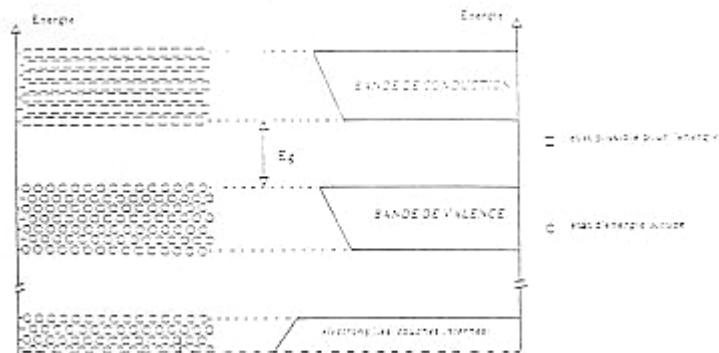
**Figure 5**

La lacune électronique (donc la charge positive) s'est déplacée sur le réseau. Ce processus se répétant va se traduire par un déplacement un peu aléatoire de la charge positive. La lacune électronique est appelée trou. On peut alors dire que la libération d'un électron donne également naissance à un trou et que ce trou est chargé positivement, qu'il se déplace dans le réseau cristallin, donc participe comme porteur à la conduction électrique.

Beaucoup de mécanismes peuvent être à l'origine de la création d'une paire électron-trou :

- un apport d'énergie sous forme thermique
- l'énergie transmise par un photon à un électron
- un champ électrique appliqué dans le cristal...

La figure 6 illustre pour l'ensemble des atomes du réseau cristallin contenus dans un volume unité, les états d'énergie possibles pour les électrons périphériques (aussi appelés électrons de valence) et les états d'énergie qu'ils pourraient occuper en se libérant. Ceci pour une température nulle.



**Figure 6**

On constate que ces états extrêmement nombreux, se répartissent de façon quasiment continue dans deux bandes d'énergie : les bandes de valence et de



conduction. La bande de valence contient  $N_V$  états possibles, tous occupés à  $T=0$  K et en l'absence d'action extérieure. La bande de conduction contient  $N_C$  états possibles tous inoccupés dans les mêmes conditions.

La bande de conduction est séparée de la bande de valence d'une quantité  $E_g$ , énergie minimale que doit acquérir un électron pour passer de l'état lié à l'état d'électron libre (énergie de gap ou de barrière).

Désignons par  $n$  la concentration en électrons libres et par  $p$  la concentration en trous. Dans le cas d'un semi-conducteur pur (appelé aussi intrinsèque) on a autant d'électrons libres que de trous et on désigne par  $n_i$  la valeur commune des concentrations :  $n=p=n_i$ . Chaque électron ayant une probabilité de se libérer égale à  $e^{-E_g/kT}$ , pour un volume unité le nombre de créations de paires vaut :

$N_V e^{-E_g/kT}$  où  $N_V$  représente le nombre total d'électron liés dans le volume considéré.

On montre que le nombre de recombinaisons dans le volume unité vaut  $n.p/N_C$  ou  $N_C$  est le nombre d'états possibles pour les électrons libres.

Or à l'équilibre thermodynamique, il y a autant de créations de paires électrons-trous que de recombinaisons. Ce qui entraîne que:

$$N_V e^{-E_g/kT} = n.p/N_C \text{ ou encore } n.p = N_C.N_V.e^{-E_g/kT} \quad (5).$$

En fait  $N_C$  et  $N_V$  dépendent de la nature du cristal et de la température et l'on peut écrire dans le cadre de la statistique de Fermi-Dirac:

$$n.p = A^2 T^3 . e^{-E_g/kT} \quad (6)$$

où  $A$  est une constante. Donc pour une température fixe

$$n.p = C^{te}$$

Cette relation montre que si par un procédé quelconque on parvient à augmenter le nombre d'électrons libres dans le cristal, cela entraînerait une diminution du nombre de trous dans les mêmes proportions, et inversement.

### **I - 2 - 2 - Conductivité**

La mobilité des électrons libres ou des trous dans les semi-conducteurs est en général supérieure à celle des électrons libres dans un métal. Ceci est dû au fait que dans le métal, les électrons libres se déplacent parmi les ions positifs (donc attractifs) alors que les porteurs se déplacent parmi les atomes neutres dans un semi-conducteur.

La conductivité des semi-conducteurs est une fonction de la température. Trois domaines peuvent être distingués sur la courbe de la figure 6'.

Aux faibles températures la conduction est de nature extrinsèque (domaine I). Dans ce domaine les porteurs de charge ne sont activés que par les impuretés. Ce domaine n'est pas observé dans le cas de semi-conducteurs purs.

Aux températures modérées (domaine II), on parle de déplétion des défauts. Dans ce domaine, l'augmentation de la température n'entraîne pas l'activation des impuretés.

Aux températures élevées (domaine III), la conduction intrinsèque prédomine. Les porteurs de charge sont transférés par excitation thermique de la bande de valence vers la bande de conduction.

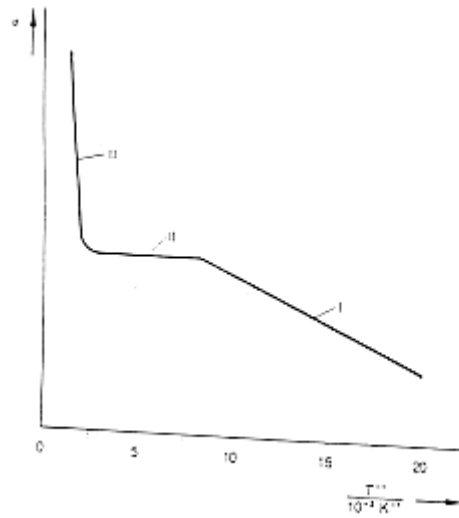


Figure 6'

### I - 2 - 2 - 1 - Cas de semi-conducteur pur.

La conductivité dans un semi-conducteur pur s'écrit comme nous l'avons vu dans le cas général (cf. équation (4)):

$$\begin{aligned} \sigma &= n \cdot q \cdot \mu_n + p \cdot q \cdot \mu_p \\ &= n_i \cdot q (\mu_n + \mu_p) \end{aligned} \quad (7)$$

A partir de l'équation (6) on peut donc écrire:

$$\sigma = A T^{3/2} q (\mu_n + \mu_p) e^{-E_g/2kT}$$

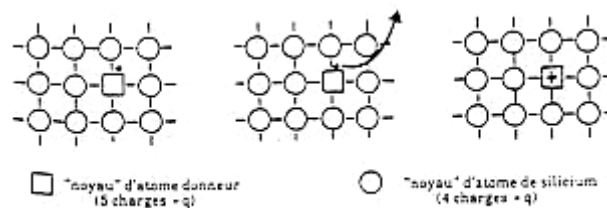
Les mobilités dépendent de la température par une loi simple en puissance. La dépendance de la conductivité par rapport à la température dans le domaine intrinsèque sera donc dominée par la dépendance exponentielle  $e^{-E_g/2kT}$ . On peut donc écrire :

$$\sigma = \sigma_0 e^{-E_g/2kT} \quad (7')$$

### I - 2 - 2 - 2 Cas des semi-conducteurs dopés n

Dans un cristal de silicium dopé n par exemple, on a inséré, en très faible proportion, des atomes étrangers (parfois qualifiés d'impuretés) de type V, c'est-à-dire comportant 5 électrons sur la couche externe comme le phosphore ou l'arsenic.

La figure 7 montre un tel atome entouré d'atomes de silicium et des liaisons covalentes correspondantes. La mise en commun d'électrons avec les 4 atomes voisins lui attribue 9 électrons apparents sur la couche périphérique. L'électron excédentaire est donc très peu lié et nécessite très peu d'énergie pour s'échapper. Cette énergie est si faible que nous admettrons qu'à 300° K, tous les électrons excédentaires correspondants à tous les atomes dopants l'ont acquise et sont passés à l'état d'électrons libres. Les atomes dopants sont baptisés donneurs. Chacun a perdu un électron. Ce qui revient à l'apparition d'une charge positive localisée au niveau de l'atome donneur.



**Figure 7**

Donc dans un cristal dopé n, chacun des atomes donneurs donne naissance à un électron libre et à une charge positive fixe.

Dans un cristal dopé n, les électrons libres proviennent quasiment de tous les atomes donneurs.

Soit  $n_D$  la concentration en atomes donneurs, on peut écrire :

$$n_D \gg n_i, \quad n \approx n_D, \quad p = n_i^2/n \approx n_i^2/n_D \ll n$$

Dans un tel cristal les électrons libres sont donc majoritaires de telle sorte qu'ils sont quasiment les seuls responsables de la conduction. D'où l'expression de la conductivité

$$\sigma_n = n q \mu_n \quad (8)$$

### **I - 2 - 2 - 3 - Cas des semi-conducteurs dopés p**

Cette fois, les atomes dopants sont de type III. Ils ne contiennent que trois électrons sur la couche périphérique. C'est le cas du bore ou de l'aluminium. Il manque alors un électron à chaque atome de silicium, d'où une forte attraction auprès des voisins. Il suffit d'une très faible énergie pour qu'un électron lié à un atome voisin se laisse attirer par l'atome dopant.

Cette énergie est si faible qu'on admettra qu'à 300 K tous les atomes dopants ont capturé un électron supplémentaire. Chacun d'eux étant chargé négativement. On qualifie ces atomes d'accepteurs. Par contre l'atome de silicium qui s'est vu confisquer un électron va chercher à reprendre d'un côté ce qu'il a dû céder de l'autre, d'où un déplacement de la lacune électronique vers un nouvel atome de silicium : il s'agit alors d'un trou.

Donc dans un cristal dopé p, chacun des atomes accepteurs donne naissance à un trou mobile et à une charge négative fixe.

Si on désigne par  $n_A$  la concentration en atomes accepteurs dans le réseau et par  $n$  et  $p$  les concentrations en électrons libres et en trous, il en résulte que :

$$n_A \gg n_i \text{ d'où } p \approx n_A \quad n = n_i^2 / p \approx n_i^2 / n_A \ll p$$

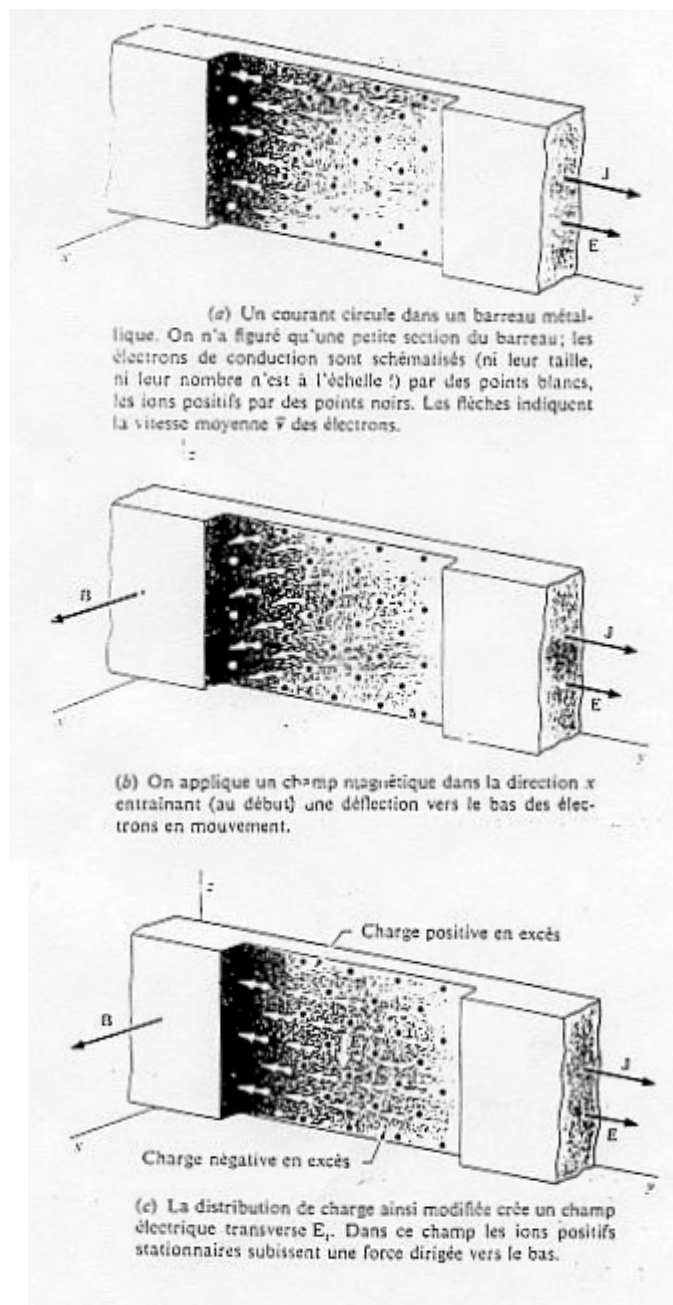
Les trous sont majoritaires et les électrons libres totalement minoritaires. Seuls les trous sont responsables de la conduction et la conductivité s'écrit :

$$\sigma_p = p \cdot q \cdot \mu_p \quad (9).$$

### **Remarques :**

Pour un solide, la seule connaissance de la conductivité par des mesures électriques classiques ne suffit pas à déduire séparément les valeurs de la concentration  $n$  en porteurs et de leur mobilité  $\mu$ . On utilise en plus une méthode basée sur la mesure de la tension Hall sur le matériau.

### I - 3 - Effet Hall dans les solides



Figures 8

La figure 8.a, représente une section d'un barreau de métal dans lequel circule un courant stationnaire. Sous l'influence d'un champ électrique  $E$ , les électrons sont entraînés vers la gauche avec une vitesse moyenne  $v$ . Sur la figure 8.a. les électrons de conduction sont représentés par des points blancs. Les points noirs sont des ions positifs qui constituent la structure fixe, du métal. Les électrons étant de charge négative, le courant est dirigé dans le sens des  $y$  positifs. Soit  $J$  la densité de courant et  $E$  le champ électrique on a comme nous l'avons vu plus haut  $J = \sigma E$ .

On applique ensuite un champ magnétique extérieur  $B$  dans la direction  $x$  (voir figure 8.b.). Les électrons sont déviés vers le bas sous l'effet de la force de Lorentz  $F = -e\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$ . Mais comme ils ne peuvent s'échapper du barreau, ils s'empilent en bas de celui-ci jusqu'à ce que l'excès de charges négatives au bas du barreau et l'excès de charges positives au sommet créent un champ électrique transverse  $E_t$ . Ce champ crée une force dirigée vers le bas agissant sur les ions positifs.

L'existence du champ transversal  $E_t$  peut se démontrer par une mesure électrique directe sur les bords opposés (sur l'axe  $z$ ) du barreau. Cet effet fut découvert en 1879 par E. H. Hall. Remarquons que si le courant dans le barreau de la figure 8 avait été dû à des charges positives se déplaçant vers la droite, il se serait créé un champ transverse  $E_t$  dans la direction opposée. Le signe de la d.d.p. Hall existant entre  $P_1$  et  $P_2$  (voir figure 9) nous indique donc si les porteurs sont positifs ou négatifs. Le champ  $E_t$  est déterminé par l'égalité.

$$qE_t = qvB \text{ soit } E_t = vB .$$

Or  $J = nqv$  où  $n$  est le nombre des porteurs de charge par unité de volume. Ce qui implique que  $E_t = \frac{JB}{nq}$ .

Dans le montage de la figure 9,  $E_t$  est égal au quotient de la différence de potentiel  $U_H$  mesuré entre  $P_1$  et  $P_2$  par la largeur du barreau.

Si  $L$  et  $d$  sont les dimensions du barreau selon les axes  $z$  et  $x$ , on a alors



$$\frac{U_H}{L} = \frac{1}{nq} JB$$

et en tenant compte de  
 $I = JS = JL \cdot d$  on obtient

$$\frac{U_H}{L} = \frac{1}{nq} \cdot \frac{I}{L \cdot d} \cdot B \text{ soit } U_H = \frac{IB}{nqd} \quad (10)$$

$U_H$  est appelée tension de Hall. On constate que cette tension est proportionnelle au courant  $I$  et au champ magnétique  $B$ . En introduisant la quantité  $R_H = 1/nq$  appelée constante de Hall, la relation précédente s'écrit :

$$U_H = R_H \cdot \frac{BI}{d} \quad (11)$$

Du signe de la constante de Hall dépend donc la nature des porteurs de charge.

Dans les métaux, lorsque  $R_H$  est de signe négatif (porteurs de charge négatifs) on parle d'effet Hall normal et lorsqu'il est de signe positif (porteurs de charge positifs), on parle d'effet Hall anormal. Dans les métaux en effet il peut exister des porteurs de charge négatifs (électrons) et des porteurs de charge positifs (trous). C'est la différence de mobilité entre les porteurs de charge positifs et négatifs, comme nous l'avons vu auparavant qui est à l'origine de la tension de Hall. Il est donc possible au cours de la conduction de connaître la nature des porteurs de charge ayant la plus grande mobilité.

## **II - TRAVAIL EXPERIMENTAL**

Nous allons mesurer dans un premier temps la tension de Hall en fonction du courant, du champ magnétique et de la température sur des éprouvettes de Germanium de types n et p parallélépipédiques, . A partir des valeurs mesurées, on déterminera ensuite la conductivité spécifique, la nature des porteurs de charge et la mobilité de ces derniers. L'énergie de gap d'un échantillon de germanium pur sera aussi déterminée. On étudiera, pour terminer l'effet Hall sur deux échantillons métalliques (Cu et Zn).

### **II - 1 - MATERIEL**

#### **- Alimentation de laboratoire série universelle EA 4036**

Cette alimentation est dotée de 5 sorties :

- trois sorties en **tension alternative fixes** (6, 12, et 18V) pouvant délivrer un courant maximal de 6 A.

- une sortie en **tension alternative variable** (0 à 36 V) pouvant délivrer un courant maximal de 20 A.

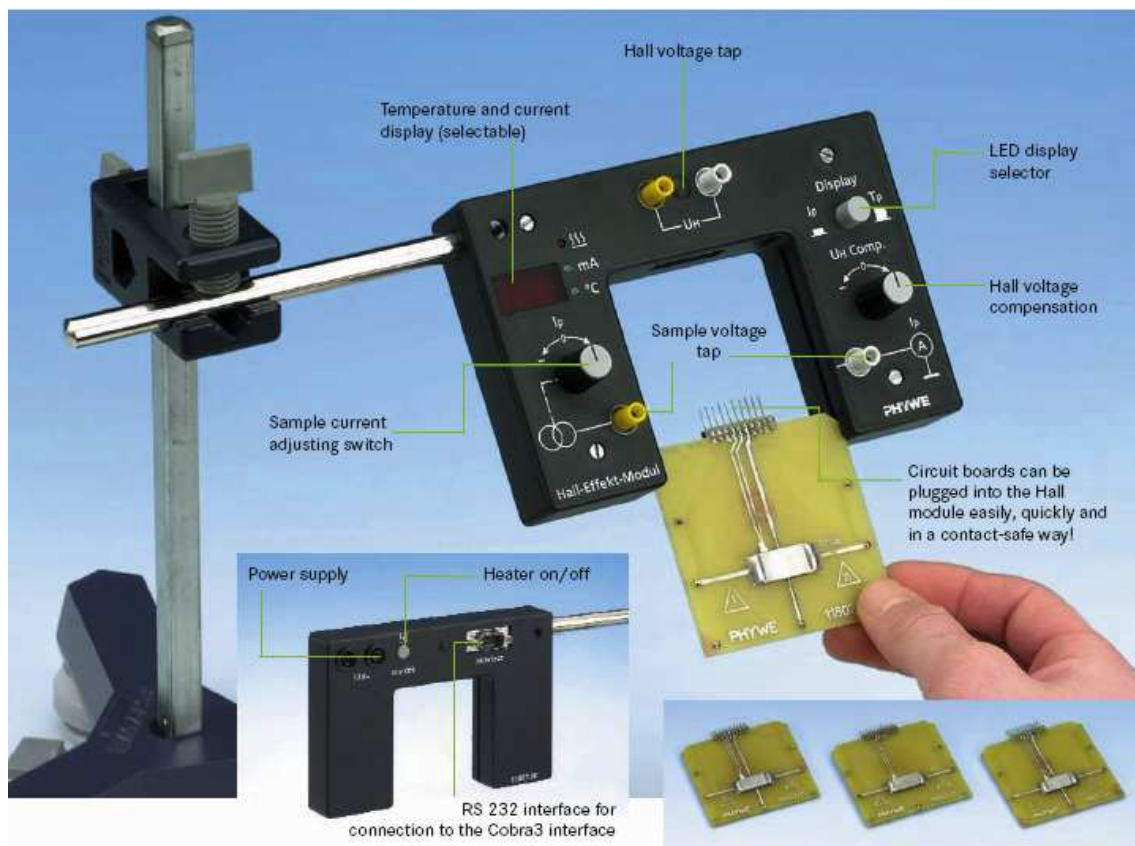
- et une sortie en **tension continue variable** de 0 à 31 V avec un courant maximal de 20 A.

**Toute sortie entraînant un courant supérieur à celui indiqué fait sauter les fusibles de sécurité de l'alimentation. Faire attention.**

#### **- Bobines**

Pour créer le champ magnétique, nous disposons de deux bobines de 300 spires que nous mettrons en série et à travers lesquelles sera incorporé un noyau de fer en U. Le courant à l'intérieur de ces bobines **ne doit en aucun cas dépasser 4 A.**

## -Module à effet Hall.



Ce système alimenté avec une tension alternative de 12 V fournit tous les paramètres opérationnels (courant de commande et température) aux échantillons de germanium. Il est composé sur sa face avant de :

- un potentiomètre ( $I_p$ ) situé sur la partie gauche qui permet de faire varier le courant qui passe à travers l'échantillon ;

- un afficheur qui permet de lire les valeurs du courant de commande ou de la température. La sélection de l'un ou l'autre des deux paramètres se fait à l'aide du bouton **Display** ;

-un deuxième potentiomètre (**UH comp.**) situé à droite qui sert à la remise à zéro de la tension de Hall UH.

-des connecteurs A et B pour la mesure de la tension aux bornes de l'échantillon.

La mise en marche ou l'arrêt du système de chauffage de l'échantillon se fait grâce à un bouton situé à l'arrière du module. L'entrée 12V située à l'arrière sera raccordée à la sortie alternative 12 V de l'alimentation EA 4036.

Une ouverture circulaire située sur la partie supérieure du module permet à la sonde de Hall de coulisser jusqu'à l'entrefer de la bobine pour la mesure du champ magnétique.

### **- Echantillons de Ge, de Zn et de Cu**

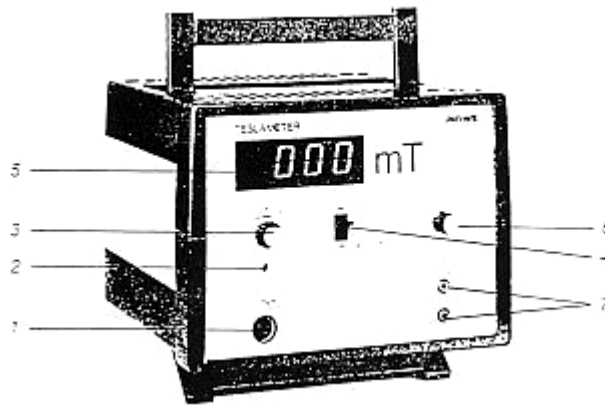
Les échantillons de Ge (voir figure ci-dessus) sont collés sur des plaquettes munies de broches que l'on introduit dans le module à effet Hall.

### **- Le teslamètre et la sonde de de mesure à effet Hall**

Le teslamètre sert à mesurer la densité du flux magnétique  $B$  issu des bobines. On dispose pour la détection de deux sondes de mesure qui fonctionnent elles mêmes sur le principe de l'effet Hall étudié dans ce TP. La sonde mesure des champs orientés perpendiculairement au porte-sonde (sonde tangentielle). Grâce à sa constitution extrêmement plate, elle se prête spécialement à la mesure des champs magnétiques dans les entrefers très étroits. L'emplacement de mesure de la sonde axiale se trouve immédiatement à l'extrémité du tube porteur.

La position de l'élément de Hall dans la sonde tangentielle est très visible. C'est la composante de l'induction magnétique orientée perpendiculairement à la plaque porteuse qui est indiquée. **Lors de mesures de champs de courant continu, une indication positive signifie que le champ pénètre dans la sonde en provenant de la direction de la surface de la poignée qui porte la plaque signalétique tandis qu'une valeur négative indique une direction de champ inverse (cette indication est importante dans la détermination de la nature des porteurs de charge).**

L'appareil de mesure est présenté sur la figure suivante.



- 1 : douille pour le raccordement des sondes de mesure à effet Hall.
- 2 : vis de réglage grossier du zéro.
- 3 : commutateur à paliers pour le choix de la plage de mesure.
- 4 : inverseur pour le choix des modes de fonctionnement (champ continu / champ alternatif).
- 5 : affichage digital des mesures.
- 6 : bouton de réglage de précision du zéro.
- 7 : sortie pour raccordement à un appareil de mesure (table traçante ou carte d'acquisition sur ordinateur par exemple).

### Procédure de réglage

Le réglage du zéro est nécessaire pour les mesures de champs continus. Pour cela, le commutateur 4 doit être positionné en position "courant continu" (Gleichfeld) ; dès que la sonde de mesure est raccordée à l'entrée 1 et en absence de tout champ, on place la vis de réglage 6 en position médiane puis on règle le zéro à l'aide du bouton de réglage grossier 2. Le zéro est ajusté ensuite à l'aide de la vis 6. Pour éliminer d'éventuelles perturbations lors des mesures, la sonde doit être placée à l'emplacement de mesure avant le réglage du zéro.

## II-2 - MANIPULATION

### II-2.1 - Effet Hall et conductivité dans les semi-conducteurs.

#### II - 2 . 1.1 - Etude sur le germanium dopé n et p.

a) Mesurer à température ambiante et dans un champ magnétique constant, de la tension de Hall  $U_H$  en fonction de l'intensité de commande

I.

Le montage s'effectue comme sur la figure suivante.

- Eteindre tous les appareils avant les connexions.
- Raccorder la sortie 12V/6A de l'alimentation EA4036 à l'entrée 12 V alternative située à l'arrière du module à effet Hall.
- Faire vérifier le montage avant toute mise sous tension.



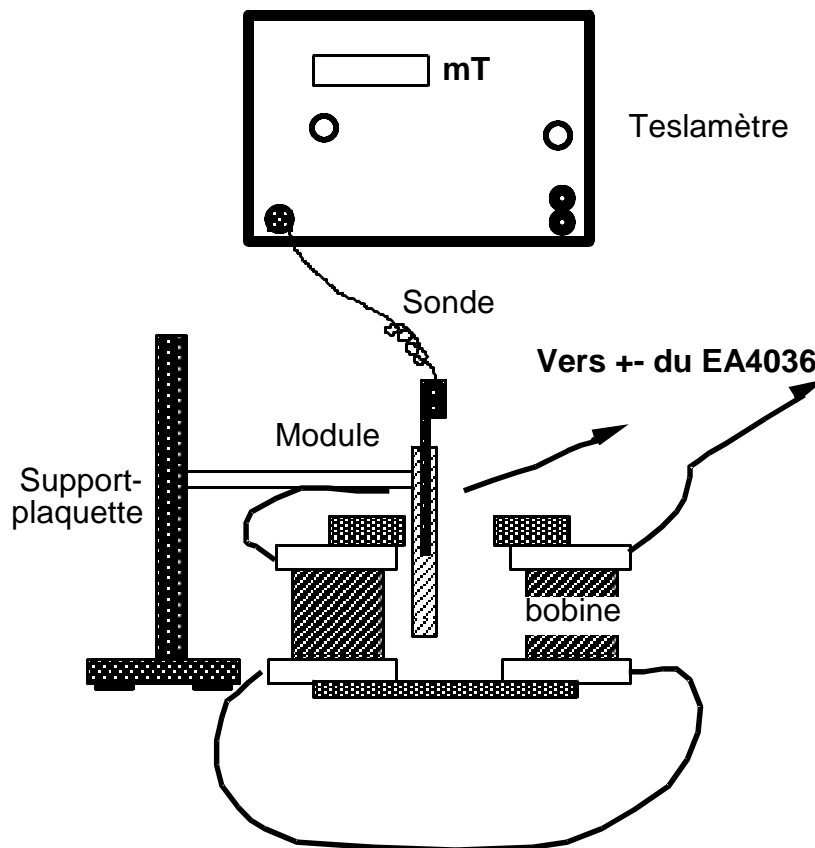
**Figure 1**

- Le courant de commande est délivré par le module à effet Hall. Le potentiomètre  $I_p$  sert à faire varier le courant.
- Le champ magnétique est produit par les deux bobines montées en série et alimentées par la sortie en tension continue variable de l'alimentation EA 4036.

La variation du courant induit celle du champ magnétique. Le courant dans ces dernières ne doit pas dépasser 4 A (surveiller l'afficheur en courant de l'alimentation). L'induction magnétique est mesurée à l'aide de la sonde reliée au teslamètre (voir figure 2).

- La tension de Hall est mesurée à la sortie  $U_H$  du module de Hall à l'aide d'un multimètre.

- Une fois les différentes connexions effectuées, fixer la plaquette de n-Ge de même que la sonde de Hall à leurs emplacements respectifs sur le module à effet Hall (voir la figure 2). La sonde doit être le plus près possible du cristal sur la plaquette et bien parallèle à celui-ci ainsi qu'à la section du noyau de fer.



**Figure 2**

-Faire vérifier le montage avant toute mise sous tension

- Procéder ensuite au réglage du zéro du teslamètre et de la tension de Hall (vérifier que le courant de commande est nul).
- Pour une induction  $B=300\text{mT}$ , mesurer la tension de Hall  $U_H$  en fonction du courant de commande  $I$  (pour les deux sens du courant).
- Tracer la courbe  $U_H = f(I)$ .

En tenant compte du sens du courant, du sens de l'induction magnétique  $B$  et du signe de la tension de Hall, déterminer dans le cas de n-Ge et p-Ge la nature des porteurs de charge. Expliquer à l'aide d'un petit schéma.

**b) Mesure la tension de Hall  $U_H$  à température ambiante en fonction de l'induction magnétique  $B$ .**

- Mettre les valeurs du champ magnétique  $B$  et de la tension de Hall à zéro.
- Fixer la valeur du courant de commande à 30 mA.
- Faire varier le champ magnétique  $B$  et relever la tension de Hall  $U_H$ . Pour inverser le sens du champ magnétique on permute les fils en sortie de tension continue de l'alimentation EA 4036 (inversion du courant).
- Tracer la courbe  $U_H = f(B)$ .
- En se servant de l'équation (11) de la partie théorique, déterminer la constante de Hall  $R_H$ . L'épaisseur des éprouvettes de n-Ge et de p-Ge vaut 1mm.
- Déterminer la concentration des porteurs de charge  $n$  (voir équation 10).

**c) Mesure de la tension de Hall  $U_H$  sous induction magnétique constante en fonction de la température.**

- Maintenir le champ magnétique constant à 300mT et le courant à 30 mA.
- Sélectionner l'affichage de la température.



- Faire monter la température à l'aide du bouton de chauffage situé à l'arrière du module à effet Hall.
- Relever les valeurs de  $U_H$  en fonction de la température T (en Kelvin).
- Tracer la courbe  $U_H = f(T)$ .
- Analyser l'allure de la courbe en prenant en considération la nature de la conduction (conduction extrinsèque ou intrinsèque) à des températures proche de l'ambiante et à températures plus élevées, le nombre de porteurs de charge , la différence de mobilité entre les 2 types de porteurs charge (électron et trous).
- Expliquer dans le cas du germanium dopé p, la raison pour laquelle la tension de Hall change de signe aux températures élevées. Pourquoi cela n'est-il pas le cas pour le germanium de type n.

### **III - 2 - Détermination de l'énergie de gap $E_g$ d'un échantillon de germanium pur**

- Remplacer la platine d'éprouvette de germanium dopé par celle du germanium pur.
- Réaliser le montage ci-dessus.



- Le courant de commande ne doit pas dépasser 30 mA.

- Faire monter la température et mesurer la tension  $U$  aux extrémités de l'échantillon (entre A et B). Montrer que l'inverse de la tension  $U$  mesurée est proportionnelle à la conductivité de l'éprouvette.
- Tracer la courbe  $\ln(1/U)=f(1/T)$ .
- En considérant l'équation (7'), déterminer l'énergie de gap  $E_g$  du germanium. On rappelle que la constante de Boltzmann  $k$  vaut  $8,62510^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$ .
- Conclusions.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

-Charles KITTEL

Physique de l'Etat Solide

Dunod Université

-ALONSO et FINN

Physique Générale 2 Champs et Ondes

InterEditions

-Bernard GREHANT

Cours de Physique des Semi-Conducteurs

Editions Eyrolles

-BERKELEY

Electricité et Magnétisme

Cours de Physique volume2

Collection U Armand Colin.