

1 Introduction

La physique des semiconducteurs fut à l'origine d'inventions qui ont eu un impact considérable dans de très nombreux domaines tels que l'informatique, les télécommunications ou la médecine... Elle a, en particulier, mené à la découverte en 1947 d'un composant essentiel : le transistor, sur lequel repose le développement fantastique de l'industrie électronique.

La découverte de l'effet Hall en 1879 marque une date importante dans l'histoire de la physique des semiconducteurs. L'application d'un champ magnétique dans une direction perpendiculaire au sens du courant se propageant dans un conducteur entraîne l'apparition d'une force électromotrice dans une direction perpendiculaire au courant et au champ magnétique. La grandeur de la force électromotrice permet de mesurer le nombre de porteurs de charges mobiles.

En 1926, la théorie mise au point par F. Bloch permet de préciser la structure électronique des semiconducteurs (structure de bandes) et de comprendre les grandes mobilités observées pour les électrons dans un cristal. Et en 1931, Wilson jette les bases de la théorie moderne des semiconducteurs comme isolants à faible bande interdite et introduit la notion de trous. Le signe de la f.e.m. de Hall permet de déterminer le signe de la charge transportée par les porteurs : négative pour l'électron ; positive pour le trou.

2 Semiconducteur intrinsèque et semiconducteur extrinsèque

2.1 Généralités

Un solide cristallin est constitué par la répétition périodique d'un motif élémentaire. Les atomes sont ainsi situés aux noeuds d'un réseau régulier périodique. Dans une description des propriétés électroniques d'un solide cristallin, on prend en compte l'interaction de chaque électron avec le potentiel spatialement périodique créé par le réseau d'ions. Dans ce modèle, les états α accessibles à chaque électron ont des énergies E_α qui se regroupent en bandes. Les intervalles d'énergies sur lesquels n'existe aucune énergie électronique sont appelés bandes interdites (voir Figure 1).

Dans un semiconducteur à température nulle, toutes les liaisons covalentes du cristal sont satisfaites : les électrons remplissent entièrement les bandes d'énergies accessibles les plus basses. La bande d'énergie remplie la plus élevée est nommée **bande de valence**. L'énergie du haut de la bande de valence sera notée E_v . La bande vide la plus basse est la **bande de conduction**. L'énergie du bas de la bande de conduction sera notée E_c . La bande interdite qui sépare ces deux bandes est appelée '**gap**'. L'énergie du gap est $E_g = E_c - E_v$.

Exemples : Le gap E_g des semiconducteurs s'étend de 0 à quelques eV ($< 6\text{eV}$) selon les matériaux.

- Si : 1.12 eV
- Ge : 0.67 eV
- GaAs : 1.43 eV
- h-BN : ~ 6 eV

(ces valeurs de l'énergie du gap sont données à 300K).

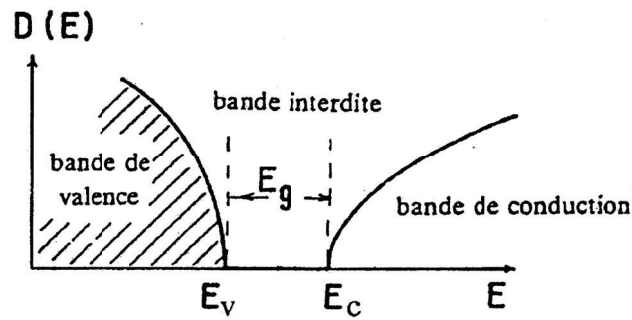


Fig. 1 – Densité d'états en énergie pour un matériau semiconducteur.

2.2 Semiconducteur intrinsèque

Un semiconducteur intrinsèque est un semiconducteur pur, c'est-à-dire dans lequel il y a très peu d'impuretés, typiquement moins de 10^{10}cm^{-3} alors que la concentration d'atomes dans un cristal de Si par exemple est de l'ordre de 10^{22}cm^{-3} . A $T=0\text{K}$, la bande de valence est pleine et la bande de conduction est vide. Quand on augmente la température, des électrons du haut de la bande de valence peuvent être excités thermiquement dans des états du bas de la bande de conduction (ionisation intrinsèque) : des états de la bande de conduction sont alors peuplés par des électrons. Les états de la bande de valence laissés vacants sont appelés trous. D'une manière plus précise, le trou est défini comme l'ensemble des électrons d'une bande pleine moins un électron. Sous l'action de champs électriques ou magnétiques, les trous réagissent comme des porteurs de charge mobile possédant une charge positive $+e$.

Dans un semiconducteur intrinsèque, la contribution des impuretés présentes dans le cristal aux propriétés électroniques est négligeable : les électrons de la bande de conduction proviennent uniquement de la bande de valence et laissent des trous derrière eux. Si on appelle n la densité d'électrons et p la densité de trous, on a dans un semiconducteur intrinsèque $n = p$. La variation de la densité de porteurs de charge avec la température suit une loi de type :

$$n(T) = p(T) = N_0 e^{-E_g/2k_B T}, \text{ où } N_0 \text{ ne dépend pas de } T.$$

A $T = 300 \text{ K}$, on trouve typiquement dans le Silicium une densité d'électrons dans la bande de conduction de l'ordre de 10^{10}cm^{-3} , ce qui est petit comparé à la densité d'électrons libres dans les métaux (typiquement 10^{23}cm^{-3}) !

2.3 Semiconducteur extrinsèque - Dopage

On vient de voir que l'ionisation intrinsèque produit seulement de l'ordre de 10^{10}cm^{-3} électrons dans la bande de conduction et 10^{10}cm^{-3} trous dans la bande de valence à 300K . C'est donc un processus très inefficace qui ne peut mener qu'à des courants électriques ridiculement petits et inutilisables. En revanche, si on introduit volontairement dans le semiconducteur des impuretés capables de fournir des électrons ou des trous supplémentaires au système, on pourra alors augmenter et contrôler les densités de porteurs capables de transporter un courant électrique. Un semiconducteur dans lequel on a introduit volontairement des impuretés est appelé **semiconducteur extrinsèque** ou **semiconducteur "dopé"**.

Un **semiconducteur de type n** est un semiconducteur dopé avec des impuretés dites donneuses, en faible concentration par rapport aux autres atomes du cristal : typiquement 10^{15} à 10^{18}cm^{-3} . Les impuretés donneuses fournissent des électrons supplémentaires au système. Ce sont par exemple des atomes

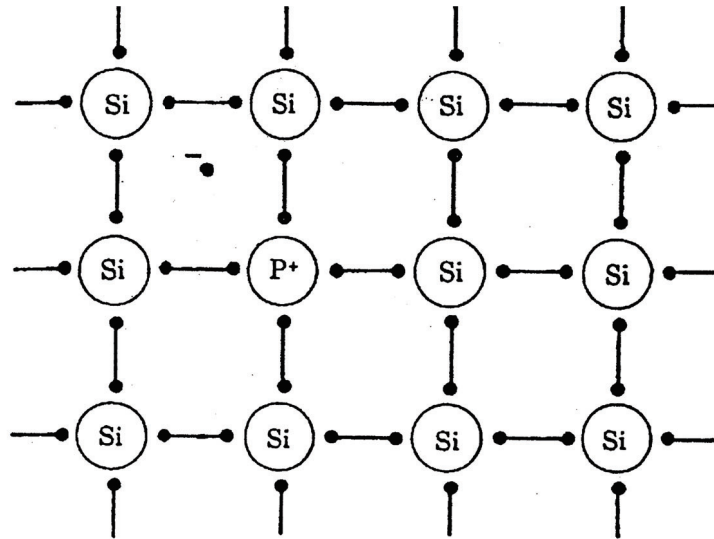


Fig. 2 – Atome de Phosphore dans un réseau de Si (chaque point noir représente un électron)

de Phosphore (ou Arsenic, ou tout élément de la colonne V du tableau périodique) en substitution aléatoire dans un cristal de Silicium. Le Si a 4 électrons de valence alors que le P en a 5. 4 des électrons du P vont se combiner avec un électron de chacun des 4 atomes de Si voisins pour former quatre liaisons covalentes (voir Figure 2). Ces 4 électrons participent à la bande de valence à la place des 4 électrons de l'atome de Si qui a été enlevé. Le cinquième électron du P ne participe pas à une liaison covalente et est moins solidement lié. A partir d'une certaine température, cet atome s'ionise et ce cinquième électron peut alors se déplacer dans le cristal.

Pour décrire le niveau d'énergie associé à l'électron supplémentaire, on peut considérer qu'à l'atome P est associé un niveau d'énergie E_D discret, appelé niveau donneur, situé dans le gap juste en-dessous de la bande de conduction (voir Figure 3). $E_g - E_D$ est l'énergie d'ionisation de l'atome P. L'ionisation sera d'autant plus facile que E_D est proche du bas de la bande de conduction. A basse température, ce niveau est occupé par un électron, mais si on augmente la température, cet électron passe dans la bande de conduction et le niveau est alors vide. L'ordre de grandeur de $E_g - E_D$ pour le Phosphore est de la dizaine de meV, à comparer au gap typique d'un semiconducteur qui est de l'ordre de 1 eV (P dans Ge : 12 meV, P dans Si : 44 meV). Il est donc beaucoup plus facile d'ioniser des porteurs dans un semiconducteur dopé.

Un semiconducteur de type p est un semiconducteur dopé avec des impuretés dites accepteuses, en faible concentration par rapport aux autres atomes du cristal : typiquement 10^{15} à 10^{18}cm^{-3} . Les impuretés accepteuses fournissent des trous supplémentaires au système. Ce sont par exemple des atomes de Bore (ou Aluminium, ou Gallium, ou tout élément de la colonne III du tableau périodique) en substitution aléatoire dans un cristal de Silicium. Cet atome de B a trois électrons de valence, et pour réaliser une liaison B-Si, un électron doit être pris dans une liaison Si-Si voisine : c'est pourquoi ces impuretés sont appelées des accepteurs. Comme dans le cas des donneurs, on peut considérer qu'à l'atome B est associé un niveau d'énergie E_V discret, appelé niveau accepteur, situé dans le gap juste au-dessus de la bande de valence (voir schéma). A basse température, ce niveau est occupé par un trou, mais si on augmente la température, ce trou passe dans la bande de valence et le niveau est alors vide. L'ordre de grandeur de $E_V - E_g$ pour le Bore est de la dizaine de meV (B dans Ge : 10 meV, B dans Si : 46 meV)

En résumé, la présence d'impuretés donneuses ou accepteuses permet d'ioniser plus facilement des porteurs de charges et ainsi d'obtenir un courant significatif lorsqu'un champ est appliqué.

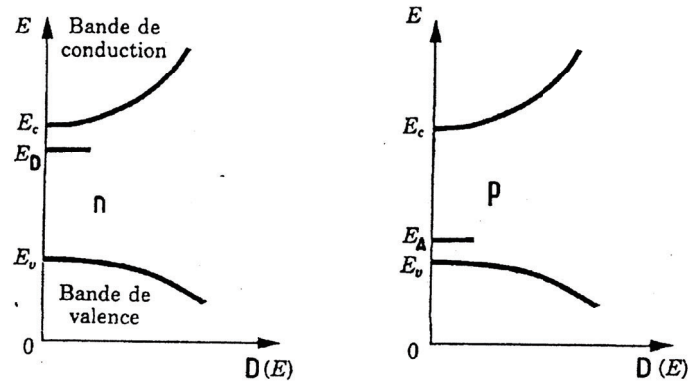


Fig. 3 – Densité des états électroniques accessibles dans un semiconducteur dopé avec des donneurs (type n) ou des accepteurs (type p).

Variation en température de la densité d'états

Plaçons-nous dans le cas d'un semiconducteur de type n, dopé avec des donneurs en concentration N_D . La figure 4 montre la variation de $\text{Log}(n)$, où n est la densité d'électrons dans la bande de conduction, en fonction de $1/T$. A basse température, n est petit. La plupart des donneurs ne sont pas ionisés. Quand la température croît, les donneurs s'ionisent : c'est le **régime d'ionisation extrinsèque** dans lequel n est proportionnel à $e^{-(E_c - E_D)/2k_B T}$. Dans ce régime, le nombre d'électrons provenant de l'ionisation extrinsèque est bien plus grand que le nombre d'électrons n_i provenant de l'ionisation intrinsèque.

Pour des températures plus élevées, mais telles que l'ionisation intrinsèque reste un processus peu efficace, tous les donneurs auront été ionisés. $n_i \ll N_D$, donc n est pratiquement constant : $n \sim N_D$, c'est le **régime de saturation extrinsèque**. En général, on est dans le régime de saturation extrinsèque à température ambiante.

Si on continue à augmenter la température, il arrive un moment où l'ionisation intrinsèque n'est plus négligeable et il est même possible de se trouver à très haute température dans la situation $n = n_i \gg N_D$. Dans ce **régime intrinsèque**, on retrouve que n est proportionnel à $e^{-E_g/2k_B T}$.

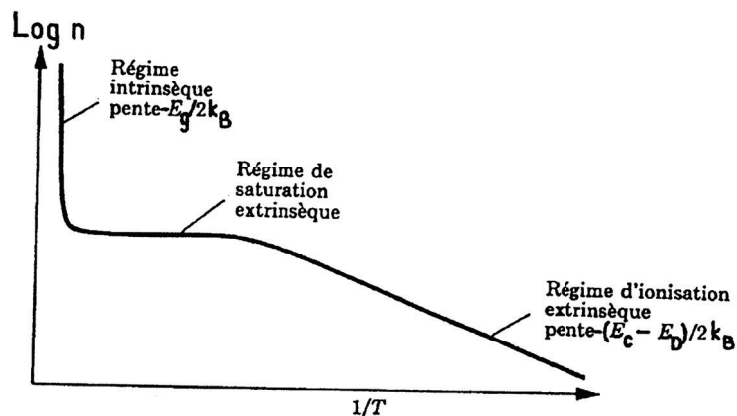


Fig. 4 – Variation de $\text{Log}(n)$ en fonction de $1/T$ dans un semiconducteur de type n.

3 Propriétés de transport

3.1 Un seul type de porteurs.

On se propose d'étudier le mouvement de porteurs de charge $\pm e$ (électrons ou trous) et de masse m , en présence d'un champ électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{B} statiques. On considérera qu'il n'y a dans le cristal

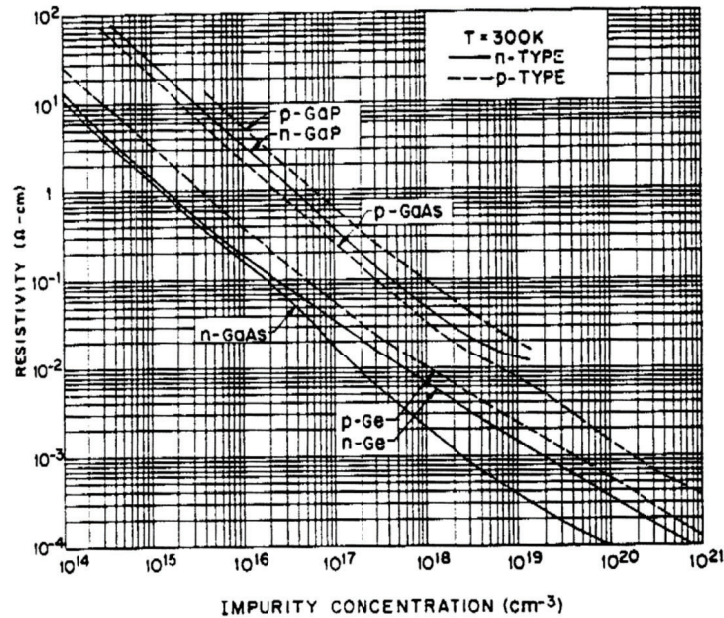


Fig. 5 – Résistivité à température ambiante (300K) en fonction de la concentration en donneurs (pour les semiconducteurs de type n) ou en accepteurs (pour les semiconducteurs de type p).

qu'un seul type de porteurs, dont la densité est notée n . Dans le solide, ces porteurs sont également soumis à des forces aléatoires dues aux interactions avec diverses imperfections du milieu (vibrations thermiques du réseau, présence d'impuretés,...). On représentera simplement l'effet moyen de ces interactions par une force de frottement de la forme $\frac{-m\mathbf{v}}{\tau}$ où v est la vitesse moyenne des porteurs et τ le temps de collision moyen caractéristique du matériau à température donnée.

► **En l'absence de champ magnétique**

En régime stationnaire en l'absence de champ magnétique, la relation fondamentale de la dynamique conduit à

$$\mathbf{v} = \frac{q\tau}{m} \mathbf{E}. \tag{3.1}$$

On appelle μ la mobilité des porteurs dans le matériau telle que $|\mathbf{v}| = \mu|\mathbf{E}|$;

$$\mu = \frac{e\tau}{m} > 0 \tag{3.2}$$

La densité de courant est alors $\mathbf{j} = nq\mathbf{v} = \sigma_0\mathbf{E}$ où $\sigma_0 = ne\mu$ est la conductivité du matériau. On notera qu'elle est indépendante du signe de la charge q .

Ordres de grandeurs de la mobilité à température ambiante (300K) en $cm^2/V.s$.

- Si : 1350 pour les électrons, 480 pour les trous
- Ge : 3600 pour les électrons, 1800 pour les trous
- GaAs : 8000 pour les électrons, 300 pour les trous

Notes : En général, la mobilité est plus petite pour les trous que pour les électrons, car la masse des trous est supérieure à la masse des électrons.

► **En présence de champ magnétique : effet Hall et magnétorésistance**

Le matériau est soumis en plus à un champ \mathbf{B} statique suivant l'axe z . En régime permanent et en supposant que tous les porteurs ont la même vitesse, la relation fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) - \frac{m\mathbf{v}}{\tau} = \mathbf{0} \tag{3.3}$$

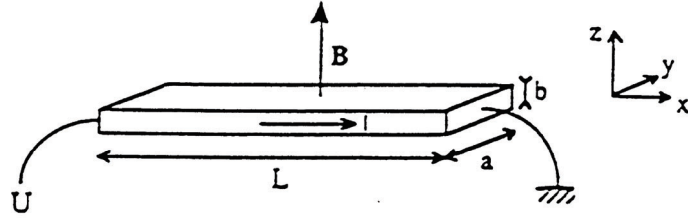


Fig. 6 – Schéma du barreau rectangulaire de semiconducteur

En remplaçant $\mathbf{v} = \frac{\mathbf{j}}{nq}$, on obtient \mathbf{E} en fonction de \mathbf{j} .

$$\mathbf{E} = \frac{m}{\tau nq^2} \mathbf{j} - \frac{\mathbf{j}}{nq} \wedge \mathbf{B} \quad (3.4)$$

Cette équation conduit alors à l'expression du tenseur de résistivité $[\rho]$ tel que $\mathbf{E} = [\rho]\mathbf{j}$.

$$[\rho] = \begin{bmatrix} \rho_{\parallel} & -\rho_{\perp} & 0 \\ \rho_{\perp} & \rho_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_0 \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

où $\rho_{\parallel} = \rho_0 = \frac{1}{\sigma_0}$ est la résistivité longitudinale et $\rho_{\perp} = \frac{q}{e}\mu B$ est la résistivité transverse. On en déduit alors, en inversant la matrice $[\rho]$ l'expression du tenseur de conductivité $[\sigma]$ tel que $\mathbf{j} = [\sigma]\mathbf{E}$.

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_{\parallel} & \sigma_{\perp} & 0 \\ -\sigma_{\perp} & \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

avec

$$\sigma_{\parallel} = \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B)^2} \quad (3.7)$$

et

$$\sigma_{\perp} = \frac{q}{e}\mu B \sigma_{\parallel} \quad (3.8)$$

Dans la géométrie de Hall (Figure 6), on considère un barreau rectangulaire allongé et mince de longueur L et de petite section a, b (dimensions $b < a \ll L$, voir schéma), de sorte qu'on impose à la densité de courant d'être le long de $0x$ (on impose donc $j_y = 0$ et $j_z = 0$). Une différence de potentiel U constante est appliquée le long du barreau.

α) Résistivité longitudinale

De l'équation $\mathbf{E} = [\rho]\mathbf{j}$, on tire que $\frac{E_x}{j_x} = \frac{1}{\sigma_0}$. La résistivité longitudinale est indépendante de \mathbf{B} dans ce modèle. La conduction n'est pas modifiée par la présence du champ magnétique pour un seul type de porteurs, dans le modèle simple d'équation de transport que nous avons pris. Or expérimentalement, on trouve que la résistivité longitudinale augmente avec \mathbf{B} : c'est la **magnétorésistance**. Cette différence est due en partie à l'hypothèse faite que tous les électrons ont le même temps de relaxation τ , indépendant

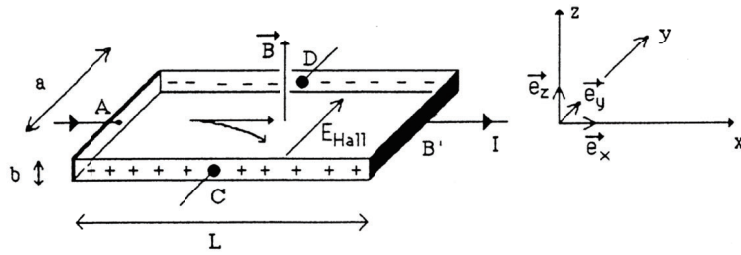


Fig. 7 – Forces qui s'exercent sur les porteurs de charge

de la vitesse des électrons.

β) Effet Hall

De l'équation $\mathbf{E} = [\rho]\mathbf{j}$ et en utilisant le fait que $j_y = 0$, on tire facilement que $E_y = \rho_{\perp} j_x$. On constate donc que, bien que le courant soit purement longitudinal, il apparaît un champ électrique transverse E_y appelé "champ de Hall".

$$E_y = \frac{q}{e} \mu B \cdot \frac{j_x}{\sigma_0} \quad (3.9)$$

Note : Le champ électrique E_y qui compense la force de Lorentz est dû aux charges qui se sont accumulées sur les faces M et N lorsqu'on a mis le champ magnétique en place.

Appelons I le courant qui traverse le barreau allongé : $I = j_x \cdot a \cdot b$. Donc $E_y = \frac{BI}{nqab}$. On mesurera donc suivant l'axe Oy une différence de potentiel $U_H = E_y a$, dite de Hall

$$U_H = \frac{IB}{nqb} \quad (3.10)$$

La mesure de U_H permet donc de mesurer la densité n de porteurs et leur signe. Connaissant n, la mesure de $\sigma_0 = ne\mu$ permet de déterminer la mobilité de ces porteurs.

Remarque : On peut retrouver le résultat précédent par un raisonnement simple (voir figure 7). Le barreau est parcouru par un courant longitudinal $I//O_x$, donc la vitesse moyenne des porteurs est définie par $\mathbf{j} = \frac{I}{ab} \mathbf{e}_x = nq\mathbf{v}$. Lorsque le barreau est placé dans un champ magnétique $B//O_z$, chaque porteur est soumis à la force de Lorentz $F = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$. Cette force tend à dévier les porteurs qui s'accumulent sur la face latérale ($\perp O_y$) du barreau : il se crée donc un champ électrique \mathbf{E}_{Hall} parallèle à O_y . En régime permanent, les trajectoires des porteurs sont parallèles à O_x et les forces se compensent exactement : $q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} + q\mathbf{E}_{\text{Hall}} = 0$. On retrouve ainsi l'expression donnée ci-dessus pour E_y . Le champ électrique E_y qui compense la force de Lorentz est dû aux charges qui se sont accumulées sur les faces C et D lorsqu'on a mis le champ magnétique en place.

3.2 Deux types de porteurs

On considère maintenant dans le même barreau deux types de porteurs (1) et (2) de charges, densités et mobilités respectives q_1, n_1, μ_1 et q_2, n_2, μ_2 (par exemple deux types d'électrons ou bien des électrons et des trous). Dans tous les cas $|q_1| = |q_2| = e$, charge de l'électron. Les courants dus aux deux types de porteurs s'ajoutent : $\mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2$. On en déduit alors que :

$$[\sigma] = [\sigma_1] + [\sigma_2] \quad (3.11)$$

► **En l'absence de champ magnétique**

De précédemment, on déduit que $\sigma = e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)$.

Dans un semiconducteur intrinsèque, on a deux types de porteurs : des électrons de mobilité μ_e et des trous de mobilité μ_t , en nombre égal $n_1 = n_2 = n$, donc $\sigma = en(\mu_e + \mu_t)$

► **En présence de champ magnétique : effet Hall et magnétorésistance.**

Attention, les calculs qui vont suivre ne sont pas difficiles mais très lourds. On s'appuyera alors sur le fait que en général, $\mu_1 B$ et $\mu_2 B$ sont petits devant 1 et on se contentera de calculs au second ordre en B. On exprimera donc $[\sigma]$ de façon à faire apparaître $\mu_1 B$ et $\mu_2 B$ (utiliser la formule (3.6)) :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{01}(1 - \theta_1^2) + \sigma_{02}(1 - \theta_2^2) & \sigma_{01}\theta_1 + \sigma_{02}\theta_2 & 0 \\ -(\sigma_{01}\theta_1 + \sigma_{02}\theta_2) & \sigma_{01}(1 - \theta_1^2) + \sigma_{02}(1 - \theta_2^2) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{01} + \sigma_{02} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

où $\theta_1 = \frac{q_1}{e}\mu_1 B$ et $\theta_2 = \frac{q_2}{e}\mu_2 B$ sont petits devant 1.

Pour obtenir le tenseur de résistivité $[\rho]$, il "suffit" d'inverser le tenseur de conductivité $[\sigma]$. En utilisant le fait que $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ et $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$, on trouve facilement que

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{(\sigma_{xx})^2 + (\sigma_{xy})^2} \quad (3.13)$$

$$\rho_{yx} = \frac{\sigma_{yx}}{(\sigma_{xx})^2 + (\sigma_{xy})^2} \quad (3.14)$$

α) Résistance longitudinale : magnétorésistance

Comme précédemment, la résistivité longitudinale est $\frac{E_x}{j_x} = \rho_{xx}$.

Développé au second ordre, cela donne après quelques lignes de calcul :

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_{01} + \sigma_{02}} \left[1 + \frac{\sigma_{01}\sigma_{02}}{(\sigma_{01} + \sigma_{02})^2} (\theta_1 - \theta_2)^2 \right] \quad (3.15)$$

En explicitant $\sigma_{01} = en_1\mu_1$ et $\sigma_{02} = en_2\mu_2$, on obtient la formule suivante :

$$\rho_{xx} = \frac{1}{e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)} \left[1 + \frac{n_1\mu_1 n_2\mu_2 (q_1\mu_1 - q_2\mu_2)^2 B^2}{e^2 (n_1\mu_1 + n_2\mu_2)^2} \right] \quad (3.16)$$

Si les porteurs sont de même signe ($q_1 = q_2$) et de même mobilité ($\mu_1 = \mu_2$), on se retrouve dans le cas du paragraphe précédent où on n'avait considéré qu'un seul type de porteurs, et on trouve que la conductivité longitudinale, et donc la résistivité longitudinale, ne dépendent pas du champ magnétique. Dans tous les autres cas, ρ_{xx} dépend de B, c'est le phénomène de la magnétorésistance : l'existence d'une variation de la résistance avec le champ magnétique est un résultat général dès que l'on n'a pas affaire à un seul type de porteurs avec un seul temps de relaxation. Dans le cas d'un seul type de porteurs avec une distribution du temps de relaxation, on doit généraliser le traitement ci-dessus en utilisant l'équation de Boltzmann.

Dans le domaine de validité de la formule (3.16), on voit que la magnétorésistance est toujours positive (la résistance croît avec le champ magnétique). On voit également que la magnétorésistance est un très petit effet dans le cadre de nos hypothèses.

β) Effet Hall

De la même manière que précédemment, en utilisant la condition $j_y = 0$, il apparaît un champ électrique transverse E_y appelé "champ de Hall" : $E_y = \rho_{yx} j_x$. Au second ordre, on trouve que

$$E_y = \frac{\sigma_{01}\theta_1 + \sigma_{02}\theta_2}{(\sigma_{01} + \sigma_{02})^2} j_x \quad (3.17)$$

Dans le cas d'un semiconducteur extrinsèque, on a deux types de porteurs : des électrons de charge $-e$, de densité n_e , de mobilité μ_e , et des trous de charge $+e$, de densité n_t , de mobilité μ_t . On obtient :

$$U_H = \frac{n_t\mu_t^2 - n_e\mu_e^2}{e(n_e\mu_e + n_t\mu_t)^2} \frac{IB}{b} \quad (3.18)$$

Si le semiconducteur extrinsèque est de type p, $n_t \gg n_e$, c'est-à-dire $\frac{n_e}{n_t} \ll 1$ dans le régime saturé et $U_H > 0$. Quand la température augmente, on passe peu à peu dans le régime intrinsèque : le rapport $\frac{n_e}{n_t}$ se met à augmenter, jusqu'à 1 pour les très hautes températures. Puisque $\mu_t < \mu_e$ en général, U_H va se mettre à diminuer et il existe une température pour laquelle U_H s'annule, et change de signe.

Si le semiconducteur extrinsèque est de type n, $n_e \gg n_t$, c'est-à-dire $\frac{n_t}{n_e} \ll 1$ dans le régime saturé et $U_H < 0$. Quand la température augmente, on passe peu à peu dans le régime intrinsèque : le rapport $\frac{n_t}{n_e}$ augmente, jusqu'à 1 pour les très hautes températures. Puisque $\mu_t < \mu_e$ en général, U_H va rester négatif mais va décroître en valeur absolue.

4 Influence de la température

4.1 Résestivité longitudinale

► Dans un semiconducteur intrinsèque

$\sigma = en(\mu_e + \mu_t)$ en l'absence de champ magnétique.

Quand la température augmente, la mobilité des porteurs diminue : la mobilité est une fonction lentement variable de T, typiquement en $1/T^\alpha$ avec $\alpha = 3/2$ lorsque le processus dominant est la diffusion des porteurs par les phonons (c'est le cas lorsque $T \geq 200K$, c'est-à-dire aux alentours de la température ambiante). En revanche, le nombre de porteurs varie en $e^{-E_g/2k_B T}$. Par conséquent, c'est le terme exponentiel qui va piloter la variation en température de la conductivité. On trouve donc que la résistivité ρ va varier en $e^{E_g/2k_B T}$ dans un semiconducteur intrinsèque : ρ diminue lorsque la température augmente puisque le nombre d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence augmente. La mesure de ρ fournit donc une méthode pour déterminer l'énergie de gap d'un semiconducteur intrinsèque. Notons que la forte variation de ρ en fonction de la température dans un semiconducteur est exploitée en pratique : les "thermistances" (constituées d'un morceau de semiconducteur d'énergie de gap connue) sont des capteurs qui mesurent la température.

► Dans un semiconducteur extrinsèque :

Pour des températures correspondant au régime intrinsèque, on fait le même raisonnement que précédemment : ρ varie en $e^{E_g/2k_B T}$.

Pour des températures correspondant au régime de saturation extrinsèque, on a un seul type de porteurs : $\rho = 1/\sigma = 1/(ne\mu)$: n reste constant mais la mobilité μ diminue lorsque T augmente, ρ va donc augmenter légèrement. Pour des températures correspondant au régime d'ionisation extrinsèque, on a aussi un seul type de porteurs, $\sigma = ne\mu$ avec n variant en $e^{(E_C - E_D)/2k_B T}$ et μ étant une fonction lentement variable de T. Mais, contrairement au régime intrinsèque, on ne peut pas déduire directement l'énergie d'ionisation $E_C - E_D$ de la mesure de ρ en fonction de la température. En effet, $E_C - E_D$ est petit et on ne peut plus négliger la variation de la mobilité des porteurs face à l'exponentielle.

4.2 Effet Hall

► Dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque :

$$U_H = \frac{\mu_t^2 - \mu_e^2}{\mu_t^2 + \mu_e^2} \frac{IB}{neb} \quad (4.1)$$

où n est la densité d'électrons (égale à celle des trous), $\mu_e(\mu_t)$ est la mobilité des électrons (trous). n augmente quand la température augmente, donc U_H va diminuer en valeur absolue. Mais pour déterminer précisément la variation en température de U_H , il faut examiner la variation en température des mobilités d'électrons μ_e et de trous μ_t .

► Dans le cas d'un semiconducteur extrinsèque de type p

A température ambiante, on est en général dans le régime de saturation extrinsèque et on a un seul type de porteurs : des trous de densité n_t , $U_H = \frac{IB}{n_t qb} > 0$. Quand la température augmente, on passe peu à peu dans le régime intrinsèque et le nombre d'électrons se met à augmenter : U_H devient :

$$U_H = \frac{n_t \mu_t^2 - n_e \mu_e^2}{e(n_e \mu_e + n_t \mu_t)^2} \frac{IB}{b} \quad (4.2)$$

où $n_e(n_t)$ est la densité d'électrons (trous), $\mu_e(\mu_t)$ est la mobilité des électrons (trous). Puisque $\mu_t < \mu_e$ en général, U_H va se mettre à diminuer. U_H restera > 0 tant que les trous sont en concentration plus forte que les électrons. Il existe une température pour laquelle U_H s'annule et change de signe. En effet à très haute température, les concentrations d'électrons et de trous sont élevées et pratiquement égales. Comme les électrons ont une mobilité plus élevée que les trous, ce sont eux qui vont dominer les propriétés de transport et U_H devient < 0 .

► Dans le cas d'un semiconducteur extrinsèque de type n

A température ambiante, on est en général dans le régime de saturation extrinsèque et on a un seul type de porteurs : des électrons de densité n_e , $U_H = \frac{IB}{n_e qb} < 0$. Quand la température augmente, on passe peu à peu dans le régime intrinsèque : le nombre d'électrons augmente, le nombre de trous augmente aussi (mais il restera toujours inférieur au nombre d'électrons), on utilise la formule (4.2). Puisque $\mu_t < \mu_e$ en général, U_H va rester négatif mais va décroître en valeur absolue.

5 Description du matériel

On dispose de trois échantillons de Germanium : un non dopé, un dopé n, un dopé p, de dimensions $L = 20$ mm, $a = 10$ mm, $b = 1$ mm.

La figure 8 présente des photographies d'éléments du montage expérimental. Pour reconnaître les fonctionnalités de la plaquette, consulter la notice. Vous disposez de trois échantillons (plaquettes jaunes) de Germanium non dopé, dopé p et dopé n. Ces échantillons sont très fragiles. **Attention de ne pas dépasser les valeurs de courant indiquées !** L'échantillon s'insère **délicatement** dans le système "PHYWE" (image en haut à gauche). L'échantillon est alimenté sous une tension de 15V à l'aide d'une alimentation de lampe blanche. On fera attention à ce que le courant circulant entre A et B ne dépasse pas 50mA. Une régulation de courant I_p fournit un courant constant I à travers l'échantillon : $2\text{mA} < I < 30\text{mA}$, **attention de ne pas dépasser $I = 4$ mA avec la plaquette non dopée**. Les bornes jaunes permettent de mesurer la différence de potentiel longitudinale U aux bornes de l'échantillon. On mesure la tension de Hall U_H à l'aides des bornes grises. Comme il est difficile de placer les deux contacts C et D exactement l'un en face de l'autre, la différence de potentiel $V_C - V_D$ comporte une partie de chute ohmique. On annulera celle-ci au préalable en l'absence de champ magnétique en agissant sur le potentiomètre de compensation U_{Hcomp} .

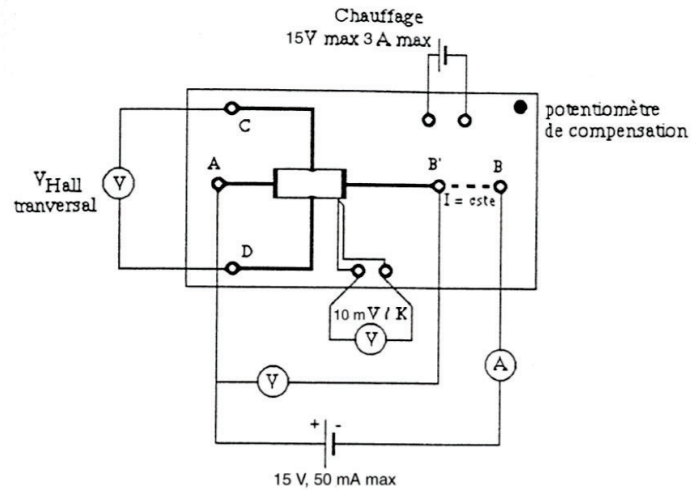


Fig. 8 – Schéma et images d'éléments du montage expérimental.

On place l'échantillon dans l'entrefer de l'électroaimant (image en haut à droite) qui peut produire un champ magnétique \mathbf{B} de plusieurs centaines de mT, avec \mathbf{B} perpendiculaire aux grandes faces de l'échantillon. Attention de ne pas induire de chocs sur l'échantillon lorsque vous le placez dans l'entrefer. Les bobines de l'électroaimant sont traversées par un courant I_0 (alimentation des bobines : 5V, 5A). On procédera à la calibration $B(I_0)$ à l'aide d'une sonde à effet Hall. Pour les mesures de U et U_H en fonction de la température, on aura besoin de chauffer l'échantillon. Une résistance chauffante est accolée à l'échantillon. Le chauffage est activé à l'aide d'un bouton à l'arrière du système "PHYWE". La température de l'échantillon est donnée par un thermocouple de type K, dont une soudure est collée à l'échantillon, l'autre soudure est à la température ambiante. Sa sensibilité est de 10mV/K. La température monte de façon régulière. Les mesures de U et U_H sont prises au vol après arrêt du chauffage lors du refroidissement de l'échantillon. **Attention de ne pas dépasser la température de 110°C.**

6 Questions du TP

6.1 Etude de la plaquette non dopée : gap E_g du Germanium

1. Mesurer la résistance de l'échantillon et en déduire la résistivité du matériau à la température ambiante.
2. Mesurer la résistivité de l'échantillon en fonction de la température et en déduire la valeur de l'énergie du gap E_g .

6.2 Propriétés de transport à température ambiante des plaquettes dopées

► Plaquette dopée n

1. Mesurer la résistivité de l'échantillon de type n. Puis placer cet échantillon dans le champ magnétique et mesurer la tension de Hall (ne pas oublier au préalable d'annuler $V_C - V_D$ en l'absence de champ magnétique en agissant sur le potentiomètre de compensation).
2. Déduire du signe de la tension de Hall la nature des porteurs libres ainsi que leur concentration.
3. En combinant les mesures d'effet Hall et de résistivité, déterminer la mobilité des porteurs.

► Plaquette dopée p

1. Vérifier que la tension de Hall s'inverse lorsqu'on passe d'un échantillon de type n à un échantillon de type p.
2. Pour un champ magnétique donné, mesurer la tension de Hall U_H et la tension longitudinale U en fonction du courant I traversant l'échantillon.
3. Vérifier que l'on obtient bien des droites. Déduire de ces mesures la résistivité de l'échantillon, la concentration des porteurs libres ainsi que leur mobilité.
4. Pour un courant I donné, mesurer la tension longitudinale U et la tension de Hall U_H en fonction du champ magnétique B . Vérifier que U_H est bien linéaire en fonction de B . Montrer le phénomène de magnétorésistance.

6.3 Influence de la température

On travaillera ici avec la plaquette dopée p.

1. Pour un champ magnétique B donné et un courant I donné, mesurer la tension de Hall U_H et la tension longitudinale U en fonction de la température.
2. Commenter la courbe $\rho(T)$ ainsi obtenue.
3. Sur la courbe $U_H(T)$, montrer l'inversion de signe de la tension de Hall. Expliquer cette inversion de signe.

Remarques :

4. Y a-t-il une inversion de signe de U_H pour l'échantillon de type n ?
5. Ni avec l'échantillon de type p, ni avec celui de type n, on ne se trouve dans la région complètement intrinsèque pour le domaine de température accessible dans cette expérience. Il n'est donc pas possible de remonter à la valeur du gap par ces mesures.
6. Les points étant pris à la volée, le potentiomètre de compensation n'a pas pu être réglé pour chaque température. Quelles conséquences cela peut-il avoir sur les résultats ?