

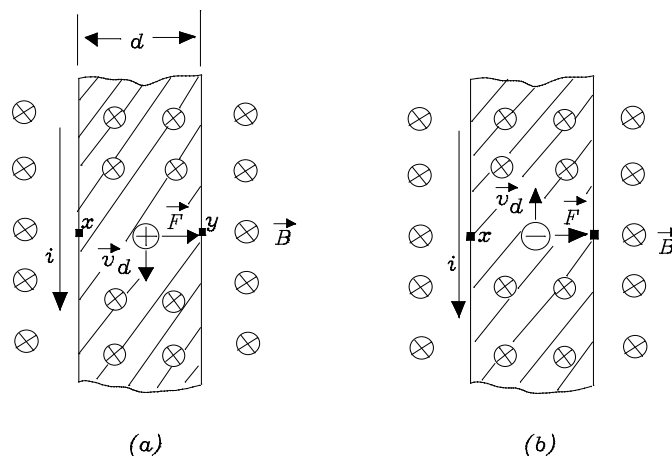
TRAVAUX AVANCÉS DE PHYSIQUE

EFFET HALL

- BUTS:**
- S'initier à une technique de caractérisation des propriétés de transport des matériaux;
 - Mesurer le coefficient de Hall et la mobilité de Hall d'un échantillon de germanium en fonction de la température;
 - Mettre en évidence le phénomène de magnétorésistance.

1. INTRODUCTION

C'est en 1879 que E.H. Hall¹ de l'Université de Harvard rapportait les résultats d'une expérience qui lui avait permis de déterminer le signe des porteurs de charges d'un conducteur. La figure ci-dessous illustre le principe de l'expérience de Hall.



¹Il semble que la contribution du timide physicien H. A. Rowland dans la découverte de l'effet Hall a fait souvent l'objet de divers commentaires. La référence citée au bas nous apprend que Hall (étudiant de Rowland à l'Université John Hopkins) a fait appel à "...un dispositif expérimental conçu par Rowland", de plus, Rowland affirmait en 1894: "j'avais déjà obtenu l'effet Hall sur une petite échelle."

Réf.: **Rowland's Physics**. Physics Today, juillet 1976.

Voir aussi la communication de Hall dans: **Source Book in Physics**. par William Francis Magie, McGraw-Hill Book Co., 1935, p. 541.

Un ruban conducteur est placé dans un champ d'induction magnétique $\vec{B}$ perpendiculaire au plan de la feuille. Le champ donne lieu à l'apparition d'une force de déviation $\vec{F}$ qui agit vers la droite, peu importe si les porteurs de charges sont positifs ou négatifs. Il apparaît alors une tension V_{xy} appelée tension de Hall dont le signe permet de déterminer le type des porteurs de charges. Si les porteurs sont positifs (a), le potentiel en y est plus élevé que celui en x ; si les porteurs sont négatifs (b), le potentiel en y est plus faible que celui en x . L'expérience démontre que dans la plupart des métaux les porteurs de charges sont négatifs.

2. THÉORIE

2.1 Cas du semiconducteur de type-n

Nous reprenons ici en détail la dérivation des équations nécessaires à l'étude des propriétés de transport des matériaux. Nous nous attarderons principalement au coefficient de Hall, à la mobilité de Hall ainsi qu'à la magnétorésistance.

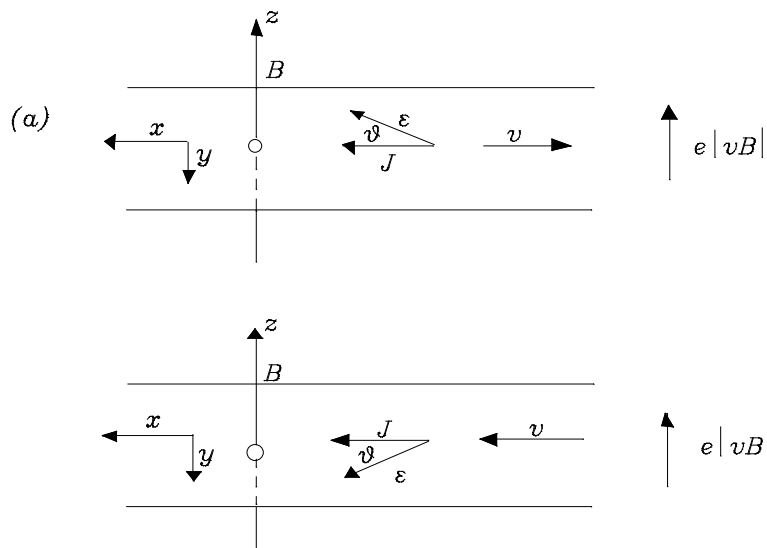
Considérons un semiconducteur infini possédant une densité de courant J selon $\hat{x}$ et plongé dans un champ magnétique dirigé selon $\hat{z}$. Nous traiterons le cas d'un semiconducteur de type-n ayant des surfaces d'énergie constante qui sont sphériques.

La vitesse de dérive des électrons v_x est donnée par J/ne . La force transverse moyenne agissant sur une électron dans la direction $\hat{y}$ est donc $-eBv_x$. Le champ qui sert à contrebalancer cette force est donnée par:

$$e\mathcal{E}_y = -eBv_x = -BJ/n \quad (1)$$

où B est l'induction magnétique (qui sort de la page sur la figure ci-dessous). La composante $\mathcal{E}_x$ du champ électrique, parallèle au courant, est donnée par:

$$J = ne\mu_e \mathcal{E}_x = \sigma \mathcal{E}_x \quad (2)$$



L'angle θ entre le courant et le champ électrique résultant est donc donné par:

$$\tan \theta = \varepsilon_y / \varepsilon_x = -B\mu_e \quad (3)$$

où θ est appelé l'angle de Hall.

Question: Montrez que $B\mu_e$ est une quantité sans dimension.

Dans une mesure d'effet Hall, on utilise généralement un échantillon rectangulaire dont la largeur et l'épaisseur sont petites devant sa longueur. Si l'axe $\hat{x}$ est dans la direction de la longueur de l'échantillon et l'axe $\hat{y}$ selon sa largeur, la tension de Hall $e\varepsilon_y$ est la tension nécessaire pour avoir un courant qui circule entièrement dans la direction $\hat{x}$.

On utilise la constante de Hall R pour quantifier l'effet Hall. Cette constante est reliée à la densité de courant J comme suit:

$$\varepsilon_H = RJB \quad (4)$$

où ε_H est le champ de Hall. Si t est l'épaisseur de l'échantillon et w sa largeur, on a, si V_H est la tension de Hall et I le courant:

$$V_H = RIB/t \quad (5)$$

ou:

$$R = tV_H / IB \quad (6)$$

combinant (2), (3) et (4):

$$\varepsilon_H = R\sigma\varepsilon_x B = -B\mu_e \varepsilon_x \quad (7)$$

et

$$R = -\mu_e / \sigma = -1/ne$$

Comme nous le verrons plus loin, cette dernière équation n'est valide que si le temps de relaxation τ ne dépend pas de la vitesse des porteurs.

Note: τ représente le temps de relaxation des porteurs qui subissent des collisions (avec les phonons, les impuretés chargées ou non, etc.).

Pour obtenir le bon coefficient de Hall, il faut généralement introduire un facteur numérique r qui varie entre 1 et 2 dépendamment du type de diffusion impliqué et de la dégénérescence de la bande de conduction. Mis à part ce facteur de correction, l'équation (7) nous donne une bonne mesure du nombre d'électrons présents dans la bande de conduction. Dans le cas où ce sont les trous qui dominent la conduction, on obtient:

$$R = 1/pe \quad (8)$$

ou plus précisément:

$$R = r/pe \quad (9)$$

Le signe du coefficient de Hall nous confirme donc s'il s'agit d'un semiconducteur de type-n ou de type-p.

Question: Quelles sont les unités de la constante de Hall R dans le système M.K.S. ?

Les équations (7) et (8) montrent que:

$$|R| \sigma = \mu \quad (10)$$

Cette relation n'est exacte que si $r=1$; généralement, nous avons plutôt:

$$|R| \sigma / r = \mu \quad (11)$$

Nous pouvons donc définir la quantité μ_H qui a les dimensions d'une mobilité par la relation:

$$\boxed{|R| \sigma = \mu_H} \quad (12)$$

où μ_H est la mobilité de Hall. C'est donc dire que la mobilité μ_C définie à partir de la conductivité est reliée à μ_H par la relation:

$$\mu_H = r \mu_C \quad (13)$$

Question: Supposons un échantillon de Germanium de type-n d'une largeur de 1 cm et d'une épaisseur de 1 mm. Quelle sera la constante de Hall (MKS et CGS) si $n=3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$? Si l'induction magnétique est $B=2 \times 10^3 \text{Gauss}$ et que le courant utilisé est de 1.5 mA, quelle sera la tension de Hall?

2.2 Cas où les deux types de porteurs sont présents

Dans le cas où les deux types de porteurs contribuent de façon significative à la conduction, on doit procéder autrement. Commençons par écrire la composante transverse du courant due à l'effet Hall. Rappelons que le signe du courant transverse dû aux électrons est différent de celui causé par les trous car pour les trous: $\tan \theta_h = -B \mu_h$ (rappelez-vous que les électrons et les trous sont déviés du même côté. La densité transverse de courant J_y , en supposant θ_h et θ_e suffisamment petit pour que $\tan \theta_h \approx \theta_h$ et $\tan \theta_e \approx \theta_e$, est donnée par:

$$J_y = -en \mu_e \theta_e \varepsilon_x + ep \mu_p \theta_h \varepsilon_x \quad (14)$$

Le champ ε_y nécessaire pour que $J_y=0$ est donné par:

$$\varepsilon_y = -J_y / \sigma \quad (15)$$

ou:

$$\varepsilon_y = e(p\mu_h^2 - n\mu_e^2)BJ_x / \sigma^2 \quad (16)$$

Ce qui donne:

$$R = \frac{1}{e} \frac{p\mu_h^2 - n\mu_e^2}{(p\mu_h + n\mu_e)^2} \quad (17)$$

L'équation (17) se réduit à l'équation (7) lorsque $p=0$ et à l'équation (8) lorsque $n=0$.

Si on introduit la quantité $b = \mu_e / \mu_h$, l'équation (17) devient:

$$R = \frac{1}{e} \frac{p - b^2 n}{(nb + p)^2} \quad (18)$$

Nous avons donc $R=0$ lorsque $p=nb^2$.

Pour un semiconducteur intrinsèque (non dopé) la valeur du coefficient de Hall est (avec $n=p=n_i$):

$$R_i = \frac{1}{en_i} \frac{\mu_h - \mu_e}{(\mu_e + \mu_h)} \quad (19)$$

Le coefficient de Hall d'un semiconducteur intrinsèque est donc donné par:

$$R_i = -\frac{1}{en_i} \frac{b-1}{b+1} \quad (20)$$

Si $b>1$, comme c'est généralement le cas, R_i sera négatif, i.e. que la conduction par les électrons domine celle par les trous.

2.3 Équations du mouvement (un seul type de porteur)

Dans la dernière démonstration, nous avons supposé que θ est petit pour les trous comme pour les électrons, i.e. $B\mu_e$ et $B\mu_h$ sont petits. Nous pouvons nous affranchir de cette restriction en résolvant les équations du mouvement. Écrivons ces équations pour les électrons:

$$\begin{aligned} \dot{v}_x &= -(e/m_e)\mathcal{E}_x - \omega v_y \\ \dot{v}_y &= -(e/m_e)\mathcal{E}_y + \omega v_x \end{aligned} \quad (21)$$

où $\omega = eB/m_e$ ($\omega/2\pi$ est la fréquence cyclotron). Ces deux dernières équations sont bien connues. Elles décrivent le mouvement d'un électron dans des champs électrique et magnétique croisés.

Question: Dessinez le mouvement d'un électron dans un semiconducteur (comme dans la figure de la page 1.2) en présence d'un champ électrique dans la direction $\hat{x}$ et d'un champ magnétique dans la direction $\hat{z}$ dans le cas particulier où l'électron ne subit aucune collision.

En utilisant les variables complexes $Z = v_x + i v_y$ et $z = x + iy$ les équations (21) prennent la forme suivante:

$$\dot{Z} - i\omega Z = -(e/m_e)(\mathcal{E}_x + i\mathcal{E}_y) \quad (22)$$

dont la solution générale est:

$$Z = Z_0 + (e/m_e)(\mathcal{E}_x + i\mathcal{E}_y)(1 - e^{i\omega t})/i\omega \quad (23)$$

où $Z_0 = v_{x_0} + i v_{y_0}$ et qui se réduit à $Z=Z_0$ à $t=0$. On peut maintenant faire la moyenne de Z sur tous les temps de collision en prenant $\bar{Z}_0 = 0$:

$$\begin{aligned} \bar{Z} = \bar{v}_x + i \bar{v}_y &= \frac{1}{\tau_0} \int_0^\infty Z \exp[-t/\tau] dt \\ &= (-e/m_e)(\mathcal{E}_x + i\mathcal{E}_y)\tau/(1 - i\omega\tau) \end{aligned} \quad (24)$$

En prenant les parties réelles et imaginaires et en posant $J_x = -en\bar{v}_x$, etc., on obtient les densités de courant J_x et J_y :

$$J_x = \frac{ne^2}{m_e} \left\{ \frac{\tau\mathcal{E}_x}{1 + \omega^2\tau^2} - \frac{\omega\tau^2\mathcal{E}_y}{1 + \omega^2\tau^2} \right\} \quad (25)$$

$$J_y = \frac{ne^2}{m_e} \left\{ \frac{\tau\mathcal{E}_y}{1 + \omega^2\tau^2} + \frac{\omega\tau^2\mathcal{E}_x}{1 + \omega^2\tau^2} \right\} \quad (26)$$

La condition $J_y=0$ donne:

$$\mathcal{E}_y/\mathcal{E}_x = -\omega\tau \quad (27)$$

L'angle entre J_x et le champ résultant $\mathcal{E}$ est donc:

$$\tan \theta = -\omega\tau = -Be\tau/m_e = -B\mu_e \quad (28)$$

Ceci est simplement l'équation (3) et justifie le traitement simpliste utilisé précédemment pour l'obtenir. En substituant ε_y de l'équation (27) dans (25) on trouve:

$$J_x = \frac{ne^2 \tau \varepsilon_x}{m_e} = ne \mu_e \varepsilon_x = \sigma \varepsilon_x \quad (29)$$

où $\mu_e = e\tau/m_e$. Nous avons donc obtenu le même résultat que précédemment. Nous voyons donc qu'avec des surfaces d'énergie constantes qui sont sphériques et un temps de relaxation τ constant, il n'y a pas de changement de la résistance dû à un champ magnétique transverse. Nous avons également:

$$R = \frac{1}{ne} \quad (30)$$

Comme il sera démontré dans la section suivante, cette indépendance de la résistance par rapport à un champ magnétique n'est cependant plus vraie lorsqu'il y a deux types de porteurs qui contribuent à la conduction.

2.4 Coefficient de Hall (deux types de porteurs)

Considérons le cas où nous sommes en présence de deux types de porteurs ayant des temps de relaxation τ_e et τ_h . Nous devons commencer par additionner leur contribution respective aux densités de courant J_x et J_y . Reprenons les équations (25) et (26) sous la forme:

$$\begin{aligned} J_x &= A \varepsilon_x - D \varepsilon_y \\ J_y &= A \varepsilon_y + D \varepsilon_x \end{aligned} \quad (31)$$

En prenant $J_y=0$ on obtient:

$$\begin{aligned} -BR &= D/(A^2 + D^2) \\ \sigma &= (A^2 + D^2)/A \end{aligned} \quad (32)$$

En présence de deux types de porteurs, on peut écrire les équations suivantes:

$$\begin{aligned} J_x &= (A_1 + A_2) \varepsilon_x - (D_1 + D_2) \varepsilon_y \\ J_y &= (A_1 + A_2) \varepsilon_y + (D_1 + D_2) \varepsilon_x \end{aligned} \quad (33)$$

Lorsque $J_y=0$ on trouve:

$$\varepsilon_x = -(A_1 + A_2) \varepsilon_y / (D_1 + D_2) \quad (34)$$

En substituant pour ε_x , on a:

$$BR = \frac{-(D_1 + D_2)}{(A_1 + A_2)^2 + (D_1 + D_2)^2} \quad (35)$$

En notant les conductivités et les coefficients de Hall des deux types de porteurs $\sigma_1, \sigma_2, R_1, R_2$ on peut écrire A_1, A_2, D_1 et D_2 sous la forme:

$$\begin{aligned} A_1 &= \sigma_1 / (1 + \sigma_1^2 B^2 R_1^2) \\ D_1 &= -\sigma_1^2 BR_1 / (1 + \sigma_1^2 B^2 R_1^2), \text{etc.} \end{aligned} \quad (36)$$

Après quelques manipulations, (35) se réduit à:

$$R = \frac{R_1 \sigma_1^2 (1 + \sigma_2^2 B^2 R_2^2) + R_2 \sigma_2^2 (1 + \sigma_1^2 B^2 R_1^2)}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + \sigma_1^2 \sigma_2^2 B^2 (R_1 + R_2)^2} \quad (37)$$

Cette équation a été obtenue par *R.G. Chambers*² et est valide même lorsque τ dépend de la vitesse des porteurs. En substituant les relations (29) et (30) et celles appropriées pour les trous, on trouve:

$$R = \frac{(p - nb^2) + b^2 \mu_h^2 B^2 (p - n)}{(bn + p)^2 + b^2 \mu_h^2 B^2 (p - n)^2} \frac{1}{e} \quad (38)$$

Cette dernière expression n'est strictement valide qu'uniquement lorsque τ est constant. On obtient $R=0$ lorsque:

$$p = nb^2 (1 + \mu_h^2 B^2) / (1 + b^2 \mu_h^2 B^2) \quad (39)$$

Il apparaît que la valeur du rapport p/n pour laquelle $R=0$ varie avec B sauf si $\mu_h B$ est beaucoup plus faible que l'unité. Pour le *Ge*, $b\mu_h = 0.39 \text{ m}^2/\text{Vsec}$, et pour $B=0.1$ Tesla, $bB\mu_h = 0.039$; la variation de R avec B est donc assez faible. Par contre, pour $B=1$ tesla, l'écart avec la valeur obtenue à faible champ commence à être appréciable. Pour de très grandes valeurs de B , on note que:

$$R \rightarrow \frac{1}{e(p - n)} \quad (40)$$

2.5 Magnétorésistance (deux types de porteurs et τ constant)

On a vu précédemment qu'en présence de surfaces d'énergie constantes qui sont sphériques, il n'apparaît pas de magnétorésistance lorsque τ est lui aussi constant dans le cas où un seul type de

²Proceedings of Physical Society A (1952), **65**, 903.

porteur est présent. Ceci n'est cependant plus vrai lorsqu'il y a deux types de porteurs. En effet, d'après les équations (33) et (34):

$$\sigma = J_x / \varepsilon_x = (A_1 + A_2) + (D_1 + D_2)^2 / (A_1 + A_2) \quad (41)$$

D'après (35), il vient:

$$\begin{aligned} R\sigma &= -(D_1 + D_2) / B(A_1 + A_2) \\ &= \frac{R_1\sigma_1^2(1 + \sigma_2^2 B^2 R_2^2) + R_2\sigma_2^2(1 + \sigma_1^2 B^2 R_1^2)}{(\sigma_1 + \sigma_2) + B^2\sigma_1\sigma_2(\sigma_1 R_1^2 + \sigma_2 R_2^2)} \end{aligned} \quad (42)$$

et donc:

$$\sigma = \frac{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + \sigma_1^2\sigma_2^2 B^2 (R_1 + R_2)^2}{(\sigma_1 + \sigma_2) + B^2\sigma_1\sigma_2(\sigma_1 R_1^2 + \sigma_2 R_2^2)} \quad (43)$$

Comme σ_1 et σ_2 sont indépendants de B lorsque τ est constant, on a, au premier ordre en B^2 :

$$-\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0 B^2} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0 B^2} = \frac{-\sigma_1^2\sigma_2^2(R_1 + R_2)^2}{\sigma_0^2} + \frac{\sigma_1\sigma_2(\sigma_1 R_1^2 + \sigma_2 R_2^2)}{\sigma_0} \quad (44)$$

où $\Delta\sigma$ est le changement de conductivité à partir du champ (B) nul où σ_0 ($\sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2$) et $\Delta\rho$ est le changement de résistivité correspondant. En utilisant les relations obtenues pour σ_1 , R_1 et σ_2 , R_2 , pour les électrons et les trous, on trouve:

$$-\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0 B^2} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0 B^2} = \frac{np\mu_e\mu_h(\mu_e + \mu_h)^2}{(n\mu_e + p\mu_h)^2} \quad (45)$$

(46)

$$= \frac{npb\mu_h^2(1+b)^2}{(nb+p)^2}$$

En utilisant l'expression pour le coefficient de Hall à faible champ R_0 (cf. éq. 19), l'équation (46) peut s'écrire sous la forme:

$$\boxed{-\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \xi R_0^2 \sigma_0^2 B^2} \quad (47)$$

$$\text{où:} \quad \xi = \frac{npb(1+b)^2}{(p-nb^2)^2} \quad (48)$$

La quantité ξ est appelée coefficient de magnétorésistance transverse. ξ vaut zéro lorsque $n=0$ ou $p=0$. Nous voyons donc que ce genre de semiconducteur ne présente pas de magnétorésistance à moins d'avoir deux types de porteurs qui contribuent à la conduction.

2.6 Magnétorésistance (un seul type de porteur, τ dépend de l'énergie)

Retournons aux équations (25) et (26) qui nous permettront de déduire une expression pour le changement de résistivité lorsque τ dépend de l'énergie. Pour un semiconducteur ayant des surfaces d'énergie fermées:

$$J_x = \frac{ne^2}{m_e} [\tau \varepsilon_x - \omega \tau^2 \varepsilon_y - \omega^2 \tau^3 \varepsilon_x] \quad (49)$$

$$J_y = \frac{ne^2}{m_e} [\tau \varepsilon_y + \omega \tau^2 \varepsilon_x] \quad (50)$$

En faisant maintenant la moyenne sur les valeurs permises de E en utilisant les fonctions de poids appropriées, et en imposant que $J_y=0$ on obtient:

$$J_x = \frac{ne^2}{m_e} \varepsilon_x \left[\langle \tau \rangle + \omega^2 \langle \tau^2 \rangle^2 / \langle \tau \rangle - \omega^2 \langle \tau^3 \rangle \right] \quad (51)$$

En posant:

$$\sigma_0 = 1/\rho_0 = \left(\frac{ne^2}{m_e} \right) \langle \tau \rangle \quad (52)$$

$$\sigma = \sigma_0 (1 - \Delta \sigma / \sigma_0) \quad (53)$$

$$\rho = \rho_0 (1 + \Delta \rho / \rho_0) \quad (54)$$

Lorsque $\Delta \sigma / \sigma_0 \ll 1$,

$$-\frac{\Delta \sigma}{\sigma_0} = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{e^2 B^2}{m_e^2} \frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle - \langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2} \quad (55)$$

Comme R_0 , le coefficient de Hall à faible champ, peut s'écrire³:

$$R_0 = -\frac{r}{ne} \quad \text{avec} \quad r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (56)$$

³c.f. R.A. Smith dans **Semiconductors**. Cambridge University Press, 1959 p. 118. (Qc611.S45)

alors l'équation (55) prend la forme suivante:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = -\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \xi R_0^2 \sigma_0^2 B^2 \quad (57)$$

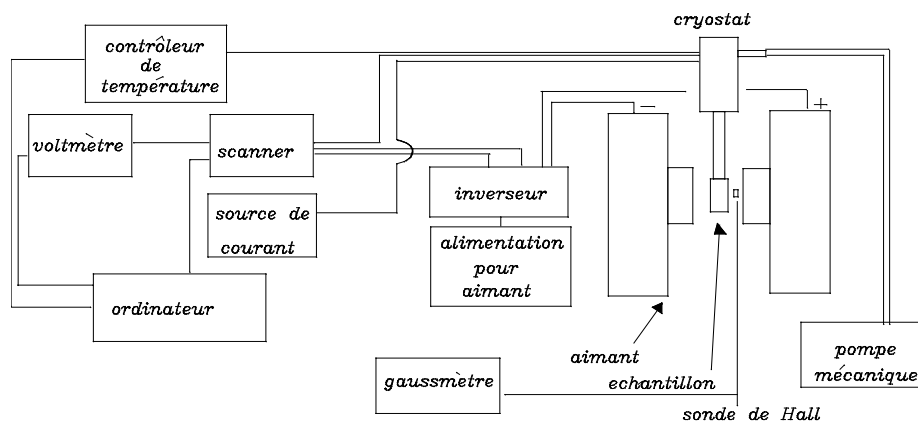
où ξ est le coefficient de magnétorésistance donné par:

$$\xi + 1 = \frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle}{\langle \tau^2 \rangle^2} \quad (58)$$

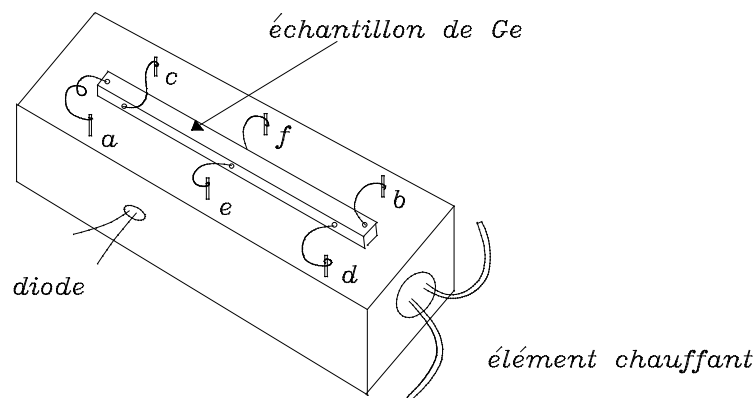
Évidemment, la valeur de ξ dépendra des processus de diffusion qui seront impliqués (discutez-en avec le moniteur).

3. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

La figure ci-dessous montre une vue d'ensemble du montage expérimental utilisé:



Le support où se trouve l'échantillon est présenté ci-dessous:



L'échantillon de *Ge* est collé à l'aide de graisse sur un support de cuivre. Ce dernier est fixé à l'extrémité du doigt froid du cryostat. Une résistance chauffante est insérée dans le porte échantillon et est branchée à un contrôleur de température. Celui-ci mesure la tension de coude d'une diode calibrée au *Si* elle aussi insérée dans le porte échantillon. Un courant constant est injecté à l'échantillon en utilisant les contacts *a* et *b*. La tension de résistivité est mesurée aux contacts *c-d* alors que la tension de Hall apparaît aux bornes *e-f*.

3.1 Principe de la mesure

On fait circuler un courant constant à l'intérieur de l'échantillon à l'aide d'une source de courant (voir les spécifications de la source). La tension de résistivité, la tension de Hall et la sortie analogique du gaussmètre sont envoyées sur les canaux 1, 2 et 3 du scanner. On stabilise d'abord la température en utilisant le contrôleur de température, puis on mesure, à l'aide du multimètre, les tensions présentes aux bornes des trois canaux. On effectue ces mêmes mesures en présence du champ magnétique (dans les deux polarités) de même qu'en son absence. C'est l'inverseur de champ qui permet de basculer d'une polarité à l'autre sans avoir à débrancher manuellement les amenées de courant de l'électro-aimant.

3.2 Le programme Hall.exe

Vous disposez d'un programme sous Windows, Hall.exe, qui vous permettra d'effectuer un grand nombre de mesures et d'augmenter la précision sur les résultats. Ce programme permet:

- d'acquérir les données expérimentales en effectuant un balayage en température;
- d'effectuer une ou des mesures à une seule température.

Vous pourrez venir démarrer l'acquisition de données durant l'avant-midi et récolter vos résultats à la fin de la journée.

4. MANIPULATIONS

4.1 Les branchements

Avec l'aide du moniteur, retirez la tête du cryostat de façon à avoir accès au porte échantillon et examinez-le attentivement. Vérifiez la continuité des contacts entre les fils du support et ceux situés à l'extrémité du connecteur de sortie. Insérez doucement le cryostat dans l'entrefer et placez-le dans la bonne orientation.

- Reliez les amenées de courant (*a-b*) à la source de courant (par le biais des bornes AUX du panneau de contrôle);
- Reliez les fils *c* et *d* permettant de mesurer V_R aux bornes identifiées CANAL 1;
- Reliez les fils *e* et *f* permettant de mesurer V_H aux bornes identifiées CANAL 2;
- Reliez la sortie analogique du Gaussmètre aux bornes identifiées CANAL 3;

- Faites circuler un courant de 1 mA dans l'échantillon et vérifiez (en appliquant un champ magnétique) que les valeurs des tensions obtenues pour les 3 canaux de mesure sont cohérentes.

Note: Ne dépassez jamais 20 amp pour alimenter l'électroaimant.

4.2 Les contacts sur l'échantillon

- A la température ambiante et avec $B=0$, mesurez V_R vs I ($0.1 < I < 1\text{mA}$) dans les deux polarités en utilisant deux contacts seulement. Discutez.
- Quel est le désalignement effectif des contacts de Hall?

4.3 Effet Hall et magnétorésistance

Note: Utilisez du papier logarithmique, ou un logiciel permettant de tracer des axes d'une façon logarithmique lorsque nécessaire.

- Vérifiez si la tension de Hall (moyenne pour les deux directions de B) varie linéairement avec le champ magnétique à $T=100\text{K}$ et $T=300\text{K}$.
- Obtenez la variation en température de ρ et de R_H ($100\text{K} < T < 400\text{K}$), en utilisant les paramètres suivants:

1. $I_{\text{Bobines}} = 15\text{ amp}$ $I_{\text{échantillon}} = 1\text{mA}$
2. $I_{\text{Bobines}} = 5\text{ amp}$ $I_{\text{échantillon}} = 1\text{mA}$

Utilisez les unités M.K.S. pour ρ et R_H .

- Tracez un graphique de R_H vs T . Quel est le signe des porteurs?
- Estimez la concentration et la mobilité des trous à basse température.
- Avons-nous accès à la mobilité des électrons et des trous sur toute la gamme de température?
- Tracez un graphique de $\ln(\rho)$ vs $1000/T$. Identifiez les régions intrinsèque et extrinsèque. Sachant que dans la région intrinsèque⁴:

$$\rho \propto \frac{1}{\sigma} \propto \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right)$$

déterminez la valeur de E_g du germanium.

⁴**Solid State Electronic Devices.** Ben G. Streetman. Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, New Jersey. 1980. p.76.

- Dans la région extrinsèque de la conductivité, on peut supposer qu'à partir de $100K$, tous les accepteurs sont ionisés, alors comme:

$$\sigma_{(100 < T < 300)} \approx pe\mu_p$$

et que p est supposé constant, on peut déterminer comment la mobilité des trous varie avec la température. Faites un graphique de $\log_{10}(\rho)$ vs $\log_{10}(1000/T)$ et trouvez la valeur du coefficient α de l'expression suivante:

$$\mu = Cte * T^\alpha$$

- Déterminez le comportement de la mobilité de Hall des trous ($100K < T < 300K$) à l'aide de l'équation (12). Pour ce faire, tracez un graphique de $\log_{10}(\mu_H)$ vs $\log_{10}(T)$ et déterminez la valeur du coefficient β de l'expression suivante:

$$\mu_H = Cte * T^\beta$$

- Sachant que pour le germanium $\alpha \approx 2$, expliquez pourquoi $\alpha \neq \beta$.
- Pour $T=100K$ et $T=300K$, tracez un graphique du logarithme de la magnétorésistance $\log_{10}\left(\frac{\Delta \rho}{\rho_0}\right)$ en fonction du logarithme du champ magnétique $\vec{H}$ (variez le courant dans la bobine de 0 à 20 amp.). Comparez vos résultats avec la théorie.

BARÈME DE CORRECTION

Théorie:	2.5
Montage et fonctionnement:	0.5
Présentation des résultats	1.0
Analyse:	4.5
Conclusion + Introduction:	1.0
Présentation générale et qualité du français:	0.5
	10