

---

# MP18

## MATÉRIAUX SEMI-CONDUCTEURS

---

RÉMY DASSONNEVILLE - AURÉLIEN ELOY  
14 février 2014

### Bibliographie

- Quaranta, Tome III
- Quaranta, Tome IV
- Mathieu, Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques
- Cagnac - Faroux, Lasers
- Ngô, Physique des semi-conducteurs

### Rapports du jury

- **2010, 2011, 2012, 2013** : La variété des matériaux semi-conducteurs fait qu'il est parfois difficile de savoir quel est le matériau utilisé dans un composant commercial, ou quel est le dopage dans certaines plaquettes. Les candidats mesurent alors des propriétés sans pouvoir les comparer à quoi que ce soit. Il vaut donc mieux utiliser des composants de caractéristiques connues.
- **2008** : Il est essentiel de savoir différencier les régimes de conduction intrinsèque et extrinsèque.
- **2000** : Il est important de distinguer matériaux dopés et semi-conducteurs intrinsèques.
- **1999** : Il faut distinguer les propriétés des semi-conducteurs intrinsèques de celles des extrinsèques.

### Table des matières

<b>I Étude d'un semi-conducteur intrinsèque : influence de la température</b>	<b>2</b>
<b>II Étude d'un semi-conducteur extrinsèque : le Germanium</b>	<b>3</b>
II.1 Mesure de la conductivité . . . . .	4
II.2 Mesure de la densité de porteurs de charge et de la mobilité . . . . .	5
II.3 Influence de la température sur la tension de Hall . . . . .	6
<b>III Applications des semi-conducteurs</b>	<b>6</b>
III.1 Mesure du temps de recombinaison d'une photorésistance . . . . .	7
III.2 Étude d'une diode laser . . . . .	7

## Introduction

En 1833, Mickael Faraday remarque que la conductivité de certains métaux augmente avec la température. Ce résultat était en contradiction avec ce qui était connu à l'époque : pour les métaux « classiques », la conductivité augmente avec la température. Par cette observation, Faraday étudia pour la première fois des semi-conducteurs. Un semi-conducteur est donc un matériau dont les propriétés de conduction électriques sont intermédiaires entre les métaux et les isolants.

Les propriétés conductrices des SC peuvent être expliquées en considérant la répartition des électrons sur deux bandes d'énergie permise. Cette description est la théorie des bandes, cadre permettant d'expliquer ce qui différencie un métal d'un SC ou d'un isolant. Nous avons :

- la bande de valence, d'énergie  $\varepsilon_v$ , pleine à température nulle
- la bande de conduction, d'énergie  $\varepsilon_c$ , vide à température nulle.

Ces bandes sont séparées par une bande interdite (« gap » dans la suite), de hauteur  $\varepsilon_g = \varepsilon_c - \varepsilon_v$ . La donnée de ce gap est une valeur essentielle pour caractériser un SC, ou plus simplement, savoir si un matériau est un SC... Le passage d'une bande à l'autre est permise par un apport d'énergie au moins égal à  $\varepsilon_g$ . Les électrons peuvent alors passer de la bande de valence à la bande de conduction, ce qui se traduit par une conductivité non nulle du SC.

De nos jours, les SC sont énormément utilisés : transistors, diodes, microprocesseurs. Ils sont à la base de l'électronique. Autant dire qu'ils sont partout...

Au cours de ce montage, nous allons étudier plus en détail les matériaux SC et les caractériser (gap, densité de porteurs de charge, temps de recombinaison). Nous allons en particulier différencier SC intrinsèques (gap), d'extrinsèques (densité de porteurs de charge). Nous verrons de plus leur comportement en fonction de la température ainsi que certaines applications un peu plus fondamentales que l'on peut rencontrer dans un laboratoire de physique.

## I Étude d'un semi-conducteur intrinsèque : influence de la température

Un SC est dit intrinsèque s'il est à l'état pur. Dans ce cas, un électron de la bande de conduction est un trou dans la bande de valence (on peut voir les trous comme un manque d'électrons ici). A partir de considération de physique statistique (facteur de Fermi), nous pouvons montrer que (Kittel, Ascroft, ...) :

$$n = p \propto T^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_g}{2k_B T}\right) \quad (\text{I.1})$$

Nous voyons ici toute l'importance de la température dans l'étude des SC.

Dans l'expérience suivante, nous allons étudier l'évolution de la résistance d'un SC en fonction de la température, résistance qui est inversement proportionnelle à la conductivité  $\sigma$ . Celle-ci est défini par :

$$\sigma = en(\mu_n + \mu_p), \quad (\text{I.2})$$

où  $\mu_i$  est la conductivité du porteur  $i$ . Compte tenu de l'expression de  $n$ , on s'attend à ce que la résistance diminue avec la température. Après calculs, nous obtenons l'expression suivante :

$$R(T) = R_0 \exp\left(\frac{\varepsilon_g}{2k_B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right), \quad (\text{I.3})$$

où  $R_0$  est une résistance caractéristique prise à la température  $T_0$ . Pour vérifier cette dépendance, nous allons chauffer une thermistance CTN et regarder l'évolution de la résistance.

### Manip' 1 :

Mesure de l'énergie de gap d'un semi-conducteur : on chauffe une CTN dont on mesure l'évolution de la résistance en fonction de la température. On en déduit  $\varepsilon_g$ .

On trace alors  $R$  en fonction de  $T$ . Nous pouvons déjà faire une observation importante : plus la température est basse, plus la résistance est grande et tend vers l'infini à température nulle. Cela est compatible avec le fait qu'un SC est un isolant à  $T = 0$  K (bande de conduction vide). Pour obtenir une droite nous traçons  $\ln(R) = f\left(\frac{1}{T}\right)$ . En effet, dans les gammes de températures étudiées (de 253 K à 333 K), seule la dépendance exponentielle en la température est à considérer. En fittant la courbe par une droite linéaire de pente  $a$ , nous avons  $a = \frac{\varepsilon_g}{2k_B} = ( \dots \pm \dots )$  K. Connaissant  $k_B$ , nous obtenons :

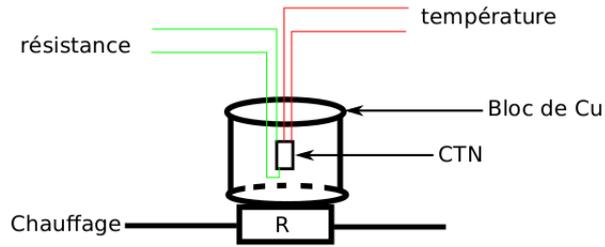


FIGURE I.1 – Schéma de l'expérience réalisée pour mesurer la résistance d'une thermistance en fonction de la température.

SC	Gap (eV)
C	5.45
Si	1.12
Ge	0.67
AsGa	1.43

TABLE 1 – Tableau d'ordres de grandeur de gap de différents SC.

$$\varepsilon_g = ( \dots \pm \dots ) \text{ eV} \quad (\text{I.4})$$

où  $\Delta\varepsilon_g = \varepsilon_g \frac{\Delta a}{a}$  (propagation statistique des erreurs, l'erreur sur  $a$  étant celle donnée par le fit. Pour un SC intrinsèque, nous avons les ordres de grandeur suivant :  $0.3 \text{ eV} \leq \varepsilon_g \leq 2 \text{ eV}$ . Notre mesure est donc cohérente.

Discutons un peu la valeur du gap obtenue. À température ambiante, la conduction est essentiellement assurée par l'agitation thermique. À  $T = 300 \text{ K}$ , nous avons  $k_B T = 25 \text{ meV}$ . Le gap est donc grand devant l'agitation thermique, ce qui fait que quasiment aucun électron ne passe dans la bande de conduction. Le matériau est donc peu conducteur.

**Transition :** Nous venons d'étudier des SC purs, dont la conductivité a un comportement exponentiel avec l'inverse de la température. Ce pendant, en introduisant des impuretés dans le réseau cristallin du matériau SC, il est possible de donner à la conductivité un comportement très différents. Ce type de SC sont les SC extrinsèques, que l'on va étudier maintenant.

## II Étude d'un semi-conducteur extrinsèque : le Germanium

On appelle SC extrinsèques les SC présentant des impuretés dans le réseau cristallin. Suivant le type d'impuretés introduites, nous ne parlerons pas du même dopage.

Le but du dopage est d'augmenter soit le nombre d'électrons dans la bande de conduction, soit le nombre de trous dans la bande de valence. Nous parlerons alors de dopage N ou de dopage P. Les dopants de type N introduisent des niveaux d'énergie proches de la bande de conduction. De ce fait, les électrons supplémentaires ainsi apportés passent pratiquement tous, à température ambiante, dans la bande de conduction. Pour les dopants de type P, il se forme pratiquement autant de trous dans la bande de valence qu'il y a d'accepteurs supplémentaires, il y a donc introduction d'un niveau d'énergie proche de la bande de valence. Le rôle des atomes dopants est donc d'augmenter le nombre de porteurs de charge. En résumé, nous avons :

- dopage de type N : les atomes introduits sont des atomes donneurs susceptibles de donner un électron libre
- dopage de type P : les atomes introduits sont des atomes accepteurs susceptibles de capter un électron laissant ainsi un trou derrière lui.

Donnons un exemple en prenant le cas du Silicium Si. Il se trouve dans la colonne IV du tableau périodique. Le Si est dopé N par l'ajout de Phosphore (V), celui-ci ayant plus d'électrons de valence que Si. De même, il sera dopé P en rajoutant du Bore (III) qui a moins d'électrons de valence. La conduction d'un SC extrinsèque sera donc due aux électrons dans le cas d'un SC dopé N ou alors aux trous dans un SC dopé P. Par ailleurs, une petite concentration d'impuretés permet de changer notablement la conductivité d'un SC.

Dans cette seconde partie, nous étudierons un SC extrinsèque (plaquette de Germanium (Ge) dopé N) en mettant à profit l'effet Hall.

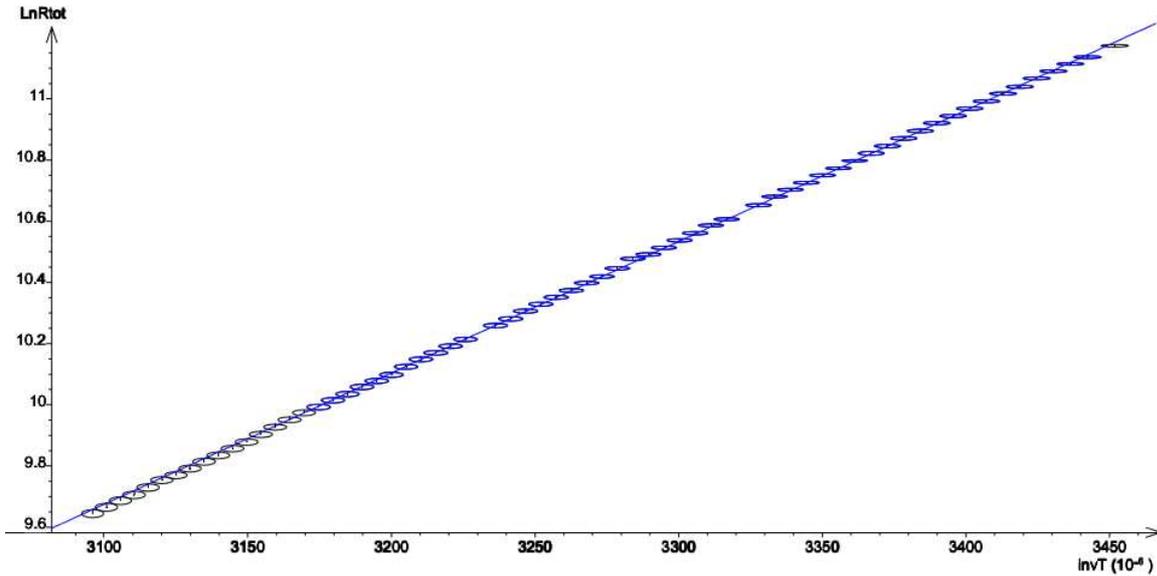


FIGURE I.2 – Graphe de  $\ln(R) = f(\frac{1}{T})$ .

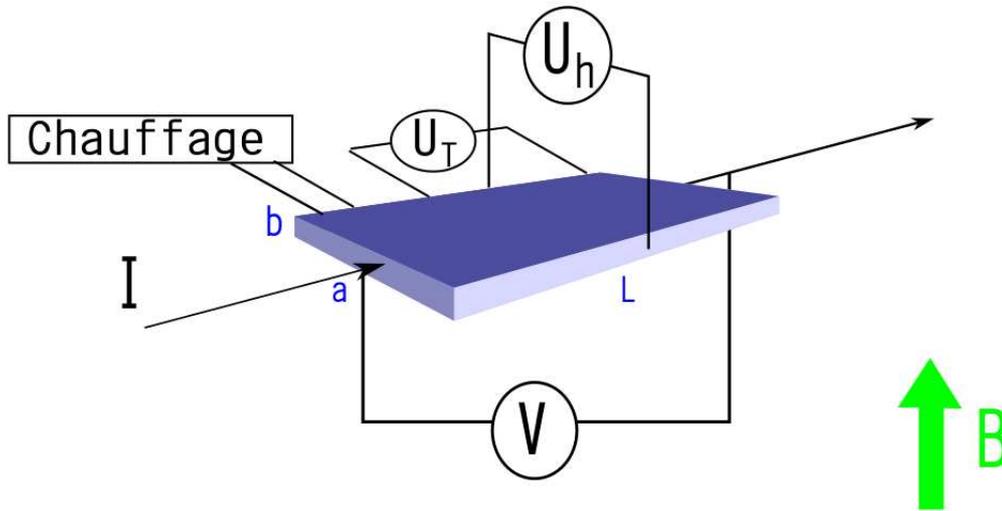


FIGURE II.1 – Schéma des expériences réalisées pour étudier le Ge dopé N.

### II.1 Mesure de la conductivité

Les SC, isolants et métaux diffèrent par la valeur de leur conductivité, ce qu'on va mesurer sur la plaquette de Ge dopé N. On réalise donc le montage suivant. On réalise une mesure 4 fils pour s'affranchir de la résistance des fils.

**Manip' 2 :**

Mesure de la conductivité de la plaquette de Germanium. On alimente la plaquette avec une intensité de 15 mA et on mesure une tension aux bornes de la plaquette.

La résistance R est donnée par  $R = \frac{V}{I} = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{ab}$ , soit :

$$\sigma = \frac{IL}{abV}, \quad \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V}{V}\right)^2} \tag{II.1}$$

Nous avons alors :

$$\sigma = ( \dots \pm \dots ) \Omega^{-1} \cdot m^{-1} \tag{II.2}$$

Matériau	Résistivité ( $\Omega \cdot \text{m}$ )
SC	$[10^{-3}; 10^9]$
Métal	$10^{-6}$
Isolant	$10^{22}$

TABLE 2 – Tableau d'ordres de grandeur des résistivités des SC, isolant et métal.

La conductivité étant l'inverse de la résistivité, nous avons :

$$\rho = ( \dots \pm \dots ) \Omega \cdot \text{m}, \quad (\text{II.3})$$

ce que nous pouvons comparer avec la valeur constructeur  $[2; 2.5] \times 10^{-2} \Omega \cdot \text{m}$ . Nous voyons que notre mesure est tout à fait cohérente avec la valeur constructeur.

Maintenant que nous avons mesuré la conductivité de la plaquette, nous allons remonter à la densité de porteurs de charge en immergeant la plaquette dans un champ magnétique.

## II.2 Mesure de la densité de porteurs de charge et de la mobilité

On place la plaquette de Ge dopé N dans un champ magnétique  $\mathbf{B}$ . La plaquette est parcourue par un courant  $I = \dots$  mA, le courant étant orthogonal à  $\mathbf{B}$ . La force de Lorentz subie par les électrons tend à dévier les porteurs de charges et à les accumuler sur une face. Il y a donc apparition d'une différence de potentiel  $U_H$  (tension de Hall), perpendiculaire à  $I$  et  $\mathbf{B}$ . Ce champ est à l'origine d'une force d'origine électrique qui agit sur les porteurs de charges. À l'équilibre, la somme de ces deux forces s'annulent. Nous obtenons alors une expression pour la tension de Hall :

$$U_H = -\frac{1}{ne} \frac{IB}{b} \quad (\text{II.4})$$

Le terme  $\frac{1}{ne}$  est la constante de Hall et permet la mesure de la densité de porteurs de charge.

### Manip' 3 :

On met la plaquette dans l'entrefer d'un électro-aimant, préalablement étalonné. On fait varier le champ  $B$ , tout en mesurant  $U_H$  tension de Hall, à  $I$  fixé. On trace  $U_H = f(B)$ . En fittant la courbe par une droite linéaire, on en déduit la constante de Hall puis la densité de porteurs de charge.

Pour s'affranchir de l'asymétrie des soudures sur la plaquette, on fait deux mesures de la tension de Hall en inversant l'orientation du champ magnétique en inversant les fils d'alimentation de l'électro-aimant. On moyenne ensuite les deux mesures pour diminuer les incertitudes.

La courbe obtenue nous permet de remonter à  $n$ . En effectuant une régression linéaire de la courbe  $U_H = f(B)$ , nous obtenons une pente :

$$\alpha = -\frac{1}{ne} \frac{I}{b} = \dots, \quad (\text{II.5})$$

d'où on déduit :

$$n = \frac{I}{\alpha e b} = ( \dots \pm \dots ) \text{m}^{-3}, \quad \frac{\Delta n}{n} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha}\right)^2} \quad (\text{II.6})$$

Ce résultat peut être comparé avec la valeur donnée dans la notice de la plaquette. Cette valeur peut être comparée à la valeur de la densité de porteurs de charge dans le cas des métaux. On trouve alors  $n \sim 10^{28} \text{m}^{-3}$ , ce qui est très grand devant celle des SC. Cela explique le fait que les métaux sont très peu utilisés pour l'effet Hall.

La conductivité du Ge déterminée précédemment est directement liée à la densité de porteurs de charge ainsi qu'à leur mobilité. En bonne approximation, nous supposons que la conductivité est assurée par les porteurs majoritaires.

### Manip' 4 :

A partir de la conductivité et de la densité de porteurs de charge, on en déduit la mobilité des porteurs de charge.

Nous avons :

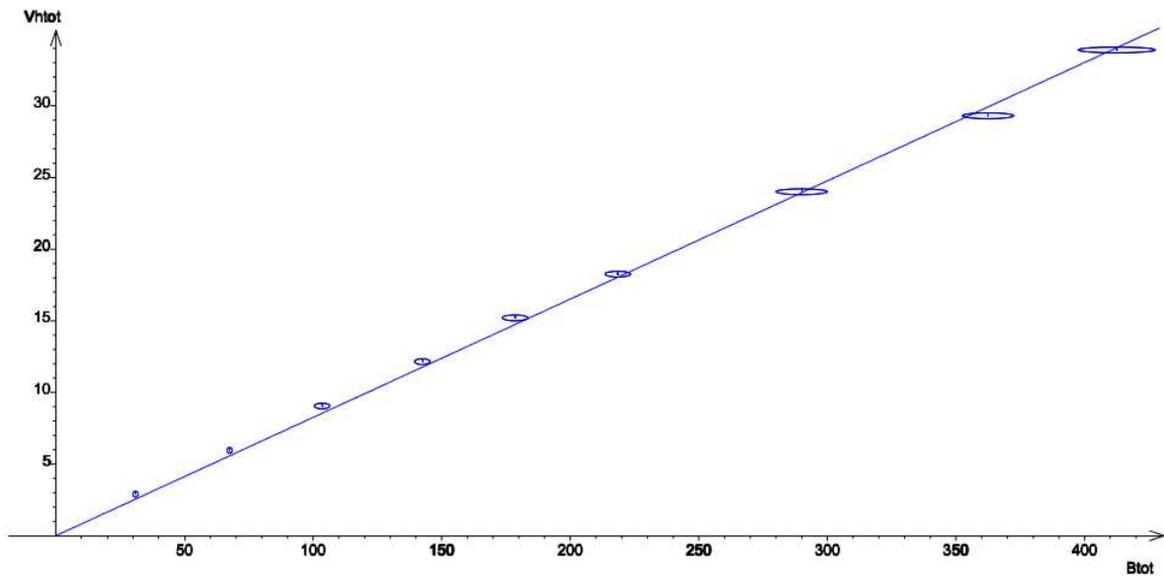


FIGURE II.2 – Graphe de la tension de Hall en fonction du champ magnétique dans l'entrefer de l'électro-aimant.

$$\mu = \frac{\sigma}{ne}, \quad \frac{\Delta\mu}{\mu} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2} \quad (\text{II.7})$$

Alors :

$$\mu = ( \dots \pm \dots ) \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{II.8})$$

Ce que l'on peut comparer avec la valeur attendue pour le Germanium :  $3900 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ .

### II.3 Influence de la température sur la tension de Hall

Nous pouvons maintenant regarder l'influence de la température sur la tension de Hall. On travaillera donc à  $\mathbf{B}$  fixé. L'intérêt de faire varier la température est de pouvoir étudier le comportement intrinsèque ou extrinsèque du Ge dopé N.

#### Manip' 5 :

On fait la mesure de  $U_H$ , à champ fixe, en chauffant la plaquette de Germanium. On trace ensuite pour voir deux parties de courbes : on voit le caractère intrinsèque et extrinsèque du Germanium.

On trace  $\ln(U_H)$  en fonction de  $\frac{1}{T}$ . Une régression linéaire sur la partie des hautes températures donne une pente de  $a = (4.00 \pm 0.13) \times 10^3 \text{ K}$ . On en déduit le gap par la formule utilisée en début de MP. On trouve finalement :

$$\varepsilon_g = ( \dots \pm \dots ) \text{ eV}, \quad (\text{II.9})$$

ce qu'on peut comparer avec la valeur du gap de Ge, prise dans un Handbook :  $0.67 \text{ eV}$ .

**Transition :** Nous avons ici mesuré des caractéristiques importantes des semi-conducteurs dopés, grâce à l'effet Hall, et vu la dépendance en température du semi-conducteur. On va maintenant étudier quelques applications des semi-conducteurs.

## III Applications des semi-conducteurs

Nous avons vu que les matériaux SC sont très utilisés, grâce à leur conductivité que l'on peut faire varier. Cela est d'un intérêt majeur puisqu'ils permettent de les utiliser dans différents domaines. Nous allons voir ici leurs applications possibles à l'optique.

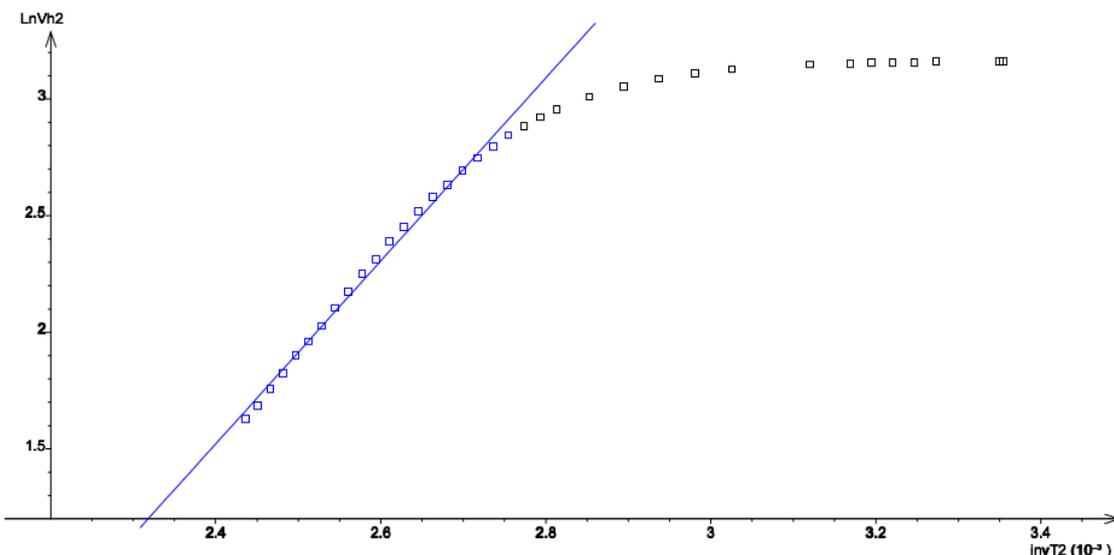


FIGURE II.3 – Évolution de la tension de Hall en fonction de la température, à  $\mathbf{B}$  fixé. On voit clairement deux comportements différents, ce qui correspond au caractère dopé ou non du Ge.

### III.1 Mesure du temps de recombinaison d'une photorésistance

Une première application des SC à l'optique est les photodétecteurs. En fonction de l'éclairement, les détecteurs auront une réponse différente. Ici, nous allons nous intéresser à l'étude d'une photorésistance et en particulier au temps de recombinaison électron-trou, qui est un phénomène général des matériaux SC. Dans le cas d'une photorésistance, l'éclairement incident excite les électrons, qui les fait passer de la bande de valence à la bande de conduction. La désexcitation de l'électrons entraîne l'émission d'un photon en un temps caractéristique, qui est le temps de recombinaison.

#### Manip' 6 :

On éclaire une photo-résistance avec un stroboscope et on mesure la diminution de tension aux bornes de la résistance pour en déduire le temps de recombinaison.

Nous trouvons :

$$\tau = ( \dots \pm \dots ) \text{ s} \quad (\text{III.1})$$

Plus le temps de recombinaison est court, plus le détecteur répondra vite. De cette manière, si le temps caractéristique d'un phénomène est plus petit que le temps de recombinaison de notre photorésistance, nous ne le détecterons pas. Cela montre l'intérêt d'avoir des capteurs qui ont un temps de réponse petit. Typiquement nous pouvons utiliser les photodiodes.

### III.2 Étude d'une diode laser

Une autre application particulièrement intéressante des SC est la diode laser. Celle-ci est constitué d'une jonction PN et entre les deux, il y a un site actif qui représente le milieu à gain. Les SC utilisés doivent être à gap direct pour que les transitions des électrons entre la bande de conduction et la bande de valence (donc après l'inversion de population) doivent être radiatives. Le courant sert de pompage et fait passer les électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Les recombinaisons électrons-trous émettent des photons qui une fois dans le site actif permettent l'émission laser. On peut voir le site actif comme un guide d'ondes.

#### Manip' 7 :

On mesure la caractéristique courant - puissance lumineuse de la diode laser. On observe normalement un seuil d'émission, signe de l'émission laser. On mesure ensuite la longueur d'onde du laser pour en déduire la valeur du gap du SC utilisé pour la diode (fentes d'Young et mesure de l'interfrange sur Caliens).

On trouve un gap de  $\varepsilon_g = ( \dots \pm \dots ) \text{ eV}$ . Le problème est qu'il n'y a pas de notice pour la diode que j'ai utilisé. L'AsGa est très souvent utilisé pour les diodes laser, et on trouve un gap sensiblement le même. On peut se laisser convaincre que c'est le SC utilisé pour construire la diode...

Il pourrait être vraiment cool de regarder comment la température joue sur la longueur d'onde du laser. En asservissant la diode à une certaine température (et avec un courant fixe), on peut faire varier la longueur d'onde du laser. Les diodes laser sont donc énormément utilisées pour fabriquer des lasers accordables !

**Remarque III.1 :**

On peut voir facilement le seuil de l'effet laser à l'oeil nu, pas besoin de faire de caractéristique. En alimentant la diode avec un faible courant, elle émet un faisceau lumineux rouge qui est cohérent mais qui n'est pas un laser ! L'éclaircissement sur le papier est très uniforme et pas très lumineux. Quand on arrive au seuil, il y a deux signatures expérimentales qu'on peut voir. On voit d'abord sur un bout de papier une très forte augmentation de l'intensité lumineuse. Puis surtout, on voit du Speckle apparaître sur le papier, preuve irréfutable qu'on a un faisceau laser !

## Conclusion

En conclusion de ce montage, nous avons étudié les matériaux constituant certains types de SC (intrinsèque, Ge dopé N et AsGa) et nous en avons déduit certaines caractéristiques, notamment leur énergie de gap.

Les SC sont vraiment énormément utilisés dans la vie de tous les jours (téléphones, ordinateurs, ...) mais aussi dans les laboratoires de physique, grâce aux photodétecteurs ou l'électronique. Ils servent énormément en physique atomique, du fait de l'accordabilité des diodes laser.