

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE LARBI BEN M'HIDI (OUM EL BOUAGHI)
FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET S.N.V.
DEPARTEMENT SCIENCES DE LA MATIERE

N°d'ordre : M..... /2011

MEMOIRE

Pour l'obtention du diplôme de master en physique

Option : physique des semi-conducteurs et compatibilité électromagnétique

TRANSPORT DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

Présentée par : **Zarik Abd Erazzek**

Sous la direction de : **Mr BOUDINE Azzedine** Prof , U.Oum El Bouaghi

Soutenue le : 23/06/2011

Devant le jury de soutenance suivant :

Président : **Mme AZIZI Chérifa**

M.C.A , U.Oum El Bouaghi

Mr ZAABAT Mourad

Prof , U.Oum El Bouaghi

2010/2011



Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mon DIEU, mon créateur pour m'avoir donné la force pour accomplir ce travail.

J'adresse ma vifs remerciements à ma promoteur consultant M^R A. Boudine pour m'avoir diligenté tout au long de ce travail, pour sa compréhension, sa patience, sa compétence, et ces remarques qui nous ont été précieuses.

Je tiens à remercier également, le président de jury et les membres du jury pour l'honneur qu'ils ma fait en acceptant de juger et d'évaluer mon travail.

*Je présentée ma chaleureux remerciements à
Tous ceux qui ont contribué de prés ou de loin pour
l'aboutissement de ce travail.*

Z. Abd Erazzek





DEDICACES

*J'ai le grand honneur de dédier ce modeste travail :
A ceux qui m'ont encouragé et soutenue moralement et
matériellement pendant les moments les plus difficiles et
durant toute ma vie.*

 *A mon très cher père et ma très chère mère qui
m'ont donné la possibilité d'arriver là où je suis.*

 *A mes très chers frères et sœurs.*

 *A tous mes amis surtout Younes, Rabeh, Hamada,
yahia, Lakhder, Mekki ,et le group de, et le
group de Ain M'lilla, et le group de « El Ouad »,et a
tous les étudiants «science de la matière chimie et
physique 2006-2011 »*

Abd Erazzek.



SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I :	
I-GENERALITE SUR LES SEMI-CONDUCTEURS.....	3
I-1 INTRODUCTION.....	3
I-2- ISOLANTS, SEMI- CONDUCTEURS, CONDUCTEURS	3
I-3 SEMI CONDUCTEURS	4
II- TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SEMI-CONDUCTEURS.....	5
II-1- CONCENTRATION DE PORTEURS DANS UN SEMI- CONDUCTEUR.....	5
II-1-1-CONCENTRATION DE DONNEURS – SEMI-CONDUCTEUR DOPE N (NEGATIVEMENT).....	9
II-1-2- CONCENTRATION D'ACCEPTEURS- SEMI-CONDUCTEUR DOPE P (POSITIVEMENT).....	10
II-1-3- LOI D'ACTION DE MASSE.....	10
II-2- COURANT DE CONDUCTION DANS UN SEMI-CONDUCTEUR.....	11
II-2-1- DENSITE DE COURANT.....	11
II-2-2- CONDUCTIVITE, RESISTIVITE ET LOI D'OHM.....	12
CHAPITRE II :	
II- L'EQUATION DE BOLTZMANN	14
II-1 GENERALITES. FONCTIONS DE DISTRIBUTION	14
II-2 EQUATION DE BOLTZMANN	14
II-3 DIFFUSION ET COEFFICIENTS DE TRANSPORT	16
II-4 TRANSPORT DE CHARGE	20
II-4-1 MOBILITE DES PORTEURSLIBRES	21

II-4-2 CONDUCTION ET CONDUCTIVITE	25
II-4-3 DIFFUSION DES PORTEURS	27
II-4-4 COURANT DE DEPLACEMENT.....	30

CHAPITRE III :

III- CARACTERISATION DES SEMI-CONDUCTEURS –RESISTIVITE, EFFET HALL.....	31
III-1 MOBILITE DES SEMI-CONDUCTEURS.....	33
III-2 TENDANCES GENERALES.....	33
CONCLUSION GENERALE.....	34

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 : diagrammes des bandes d'énergies des différents types d'éléments.....	3
Figure I.2 : Génération d'électrons et de trous libres pour un semi-conducteur;(a) intrinsèque. Distribution des porteurs de charges dans le semi-conducteur extrinsèque.....	5
Figure I.3 : Statistiques de Fermi Dirac pour les électrons et pour les trous a Différentes températures.....	8
Figure I.4 : Cylindre des charges traversant la section S pendant le temps dt	11
Figure II-1 : déplacement d'un échantillon de particules au cours du temps.....	15
Figure II.2 : Evolution de la mobilité a. en fonction de la température b. En fonction de la densité en impuretés. c. Evolution de la vitesse des porteurs avec le champ électrique appliqué.....	23
Figure II.3 : Sous fort champ électrique, les électrons du GaAs vont passer dans la deuxième vallée où leur masse est plus grande donc leur mobilité plus faible.....	24
Figure II.4 : Application d'une différence de potentiel aux bornes d'un semi-conducteur homogène et diagramme de bandes correspondant. Le champ électrique, en tout point x.....	27
Figure II.5 : Le gradient de concentration en électrons engendre une diffusion de ces électrons vers la zone la moins concentrée.....	28
Figure III.1 : géométrie utilisée pour mesurer la résistivité et l'effet Hall dans les semi-conducteurs.....	31
Figure III.2 : la force de Lorenz est compensée par la force électrostatique transverse due à l'accumulation de porteurs sur les bords de l'échantillon.....	32

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1 : Conductivité électrique des métaux, des semi-conducteurs et des isolants.....	4
Tableau I.2 : Paramètres généraux des principaux matériaux SC ($m_0 = 9,1 \times 10^{-31}$ Kg)	6
Tableau I.3 : Paramètres généraux des principaux matériaux SC	13
Tableau II.1 : Mobilité des électrons, des trous et permittivité pour quelques semi-conducteurs. E_G (eV), μ_n et μ_p ($\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$).....	25

INTRODUCTION GENERALE

Le paradoxe des composants électronique est qu'ils irriguent la vie économique et façonnent les comportements sociaux tout en ayant une existence quasi confidentielle. Peu d'objets sont aussi discrets qu'une puce de silicium. Pourtant depuis notre réveil par la radio jusqu'à l'extinction des lumières, nous sommes environnés d'objets dont les fonctionnalités n'existent que grâce aux composants électronique. Cette abstraction nous amène à oublier que ces composants sont à la fois un condensé de science et de développement technologique de très haut niveau et, dans le même temps, un facteur de progrès socio-économique sans égal depuis la généralisation de l'électricité [1].

Les semi-conducteurs sont omniprésents dans notre vie quotidienne et ont un poids décisif dans l'économie. Ils ont été à la source d'une révolution tranquille qui a porté une grande part de la croissance de l'économie mondiale depuis un demi-siècle. L'ordinateur moderne et l'industrie des télécommunications s'appuie fortement sur l'utilisation et le développement des dispositifs semi-conducteurs.

Le premier dispositif semi-conducteur (un transistor en germanium) a été construit en 1947 par Bardeen, Brattain et Shockley, qui ont reçu le Prix Nobel en 1956. Dans les décennies suivantes, beaucoup de dispositifs pour de différentes applications spéciales ont été inventés; par exemple, des lasers à semiconducteurs, les cellules solaires, émettant de la lumière diodes (LED), le métal-oxyde semi-conducteur (MOS) de transistors, pour ne nommer que quelques-uns.

Un fait très important de la réussite de la technologie des semi-conducteurs est que le dispositif longueur est beaucoup plus petite que celle des précédents appareils électroniques (comme les transistors à tubes).

Le premier transistor de Bardeen, Brattain et Shockley avait une longueur caractéristique (l'émetteur-collecteur de longueur) de 20 μm , par rapport à la taille de quelques centimètres d'un tube transistor. Le premier processeur Intel 4004, construit en 1971, se composait de 2250 transistors, chacun d'entre eux avec une longueur caractéristique de 10 microns. Cette longueur a été réduite à 90 nm pour les transistors dans le processeur Pentium 4 (mis sur le marché en Juin 2004).

Des dispositifs modernes basés sur les concepts quantiques (comme les diodes à effet tunnel) ont des structures de quelques nanomètres seulement de longueur. En réalité sur des échelles telles les phénomènes physiques doivent être décrits par des équations de la

mécanique quantique.

Habituellement, un dispositif semi-conducteur peut être considéré comme un dispositif qui a besoin d'une entrée (un signal électronique ou de lumière) et produit une sortie (lumière ou un signal électronique). L'appareil est relié au circuit électrique par des contacts au cours de laquelle une tension (différence de potentiel) est appliquée. Nous sommes généralement intéressés par les dispositifs qui produisent un signal électronique, pour ainsi le courant d'électrons à travers le dispositif, généré par la tension appliquée. Dans cette situation, le paramètre d'entrée est la tension appliquée et le paramètre de sortie est le courant à travers un contact électronique. La relation entre ces deux grandeurs physiques est appelé courant-tension caractéristique. Il s'agit d'une courbe dans les deux dimensions courant-tension l'espace et ne pas besoin d'être une cartographie monocorde, ni une fonction (mais une relation).

L'objectif principal de ce mémoire de Master est de donner un aperçu sur quelques modèles mathématiques qui décrivent les flux d'électrons à travers un dispositif semi-conducteur en raison de l'application d'une tension. Selon la structure du dispositif, les phénomènes de transport principal peut être très différents, provoquée par la diffusion, la dérive, ou effets quantiques. Par ailleurs, généralement un grand nombre d'électrons circule à travers un dispositif, ils sont considérés comme des particules décrites à l'aide de la dynamique des fluides ou des équations cinétique. D'autre part, les électrons dans un cristal semi-conducteurs quantiques sont des objets mécaniques décrits par des ondes si on utilise le formalisme de l'équation de Schrödinger. Pour cette raison, nous avons à concevoir différents modèles mathématiques qui sont en mesure de décrire l'importance des phénomènes physiques pour une situation particulière ou pour un dispositif particulier. Par ailleurs, puisque dans certains cas, nous ne sommes pas intéressés à toutes les informations disponibles physiques, nous devons simplifier les modèles qui aident à réduire le coût de calcul dans les simulations numériques.

I- GENERALITE SUR LES SEMI-CONDUCTEURS

I-1 INTRODUCTION

Ce chapitre, essentiellement descriptif, a pour objet de donner les principes fondamentaux des modèles de semi-conducteur intrinsèque et extrinsèque de type N et de type P.

La connaissance de ses modèles permet, par la suite, de rendre compte du comportement des dispositifs à semi-conducteur tels que les diodes, les transistors bipolaires, les transistors effet de champ....etc.

I-2 ISOLANTS, SEMI- CONDUCTEURS, CONDUCTEURS

On distingue isolants, semi-conducteurs et conducteurs à partir de leur structure de bande d'énergie (figure I.1) [3]. E_c est la limite basse en énergie de la bande de conduction. E_v est la limite haute en énergie de la bande de valence. L'énergie s'exprime en électron-volt (eV). A la température 0^0 K, tous les électrons se trouvent dans la bande de valence pour les isolants et les semi-conducteurs. Lorsque la température s'élève, l'énergie apportée aux électrons n'est pas suffisante pour les faire passer de la bande de valence à la bande de conduction pour un isolant ($E_g = 6$ eV) tandis que pour un semi-conducteur quelques électrons passeront de la bande de valence à la bande de conduction ($E_g = 1$ à 1.5 eV).

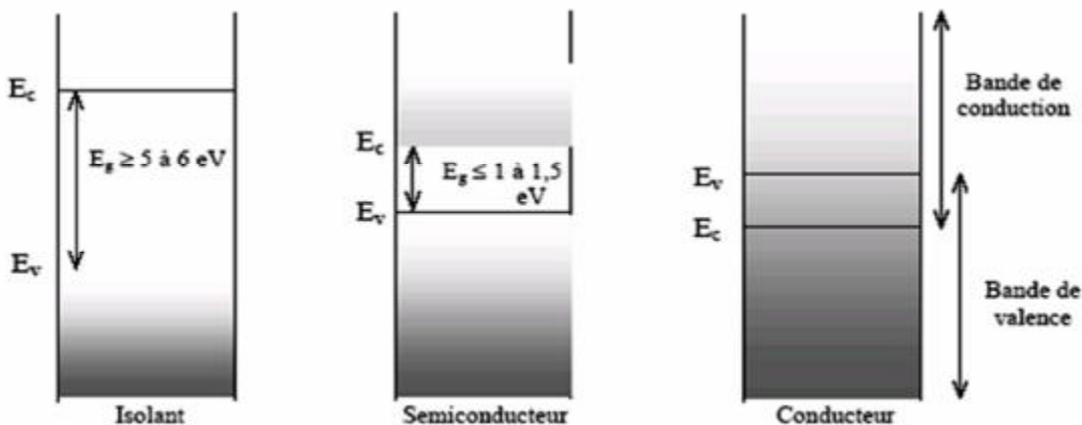


Figure I.1 : diagrammes des bandes d'énergies des différents types d'éléments. [3]

CHAPITRE I

I-3 SEMI CONDUCTEURS

Les principes fondamentaux de la physique des semi-conducteurs reposent sur la théorie quantique des solides cristallins et sur la statistique de Fermi-Dirac. L'étude des propriétés électriques de ces matériaux semi-conducteurs a révélé l'existence de deux bandes d'énergies caractéristique (figure I.2) séparées par un « gap » ou bande interdite (B_i). Ces deux bandes sont définies respectivement pour la plus basse en énergie comme bande de valence (B_v) et bande de conduction (B_c) [3,6,8].

Du point de vue de leur conductivité électrique (σ), les semi-conducteurs occupent une place intermédiaire entre les métaux et les isolants, avec comme exemples typiques les valeurs rassemblées dans le tableau I-1. Ces valeurs peuvent changer :

- Ø Nature et quantité des impuretés,
- Ø Température,
- Ø Champ électrique ou excitation par des photons.

En générale, les semi-conducteurs sont classés en deux groupes :

- Ø Les semi-conducteurs intrinsèques,
- Ø Les semi-conducteurs extrinsèques.

Tableau I.1 : Conductivité électrique des métaux, des semi-conducteurs et des isolants.4

Métaux	$\sigma = 10^6 \text{ à } 10^4 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
Semi-conducteurs	$\sigma = 10^2 \text{ à } 10^{-10} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
Isolants	$\sigma = 10^{-14} \text{ à } 10^{-16} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$

Les semi-conducteurs intrinsèques [6-8] sont des matériaux, en principe, chimiquement purs et structurellement parfaits. Leur caractéristique principale est qu'à toute température, les concentrations d'électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence sont égales, (figure 1.2 a).

Les semi-conducteurs extrinsèques [6-8], au contraire sont des matériaux dopés par des impuretés, dont la nature et la concentration de ces impuretés provoquent un déplacement du niveau de fermi. Selon le porteur de charge majoritaire nous aurons un semi-conducteur de type :

- Ø N, si ce sont des électrons(e) dans la bande de conduction (figure 1.2b).

Ø P, si ce sont des trous (p) dans la bande de valence (figure 1.2 c).

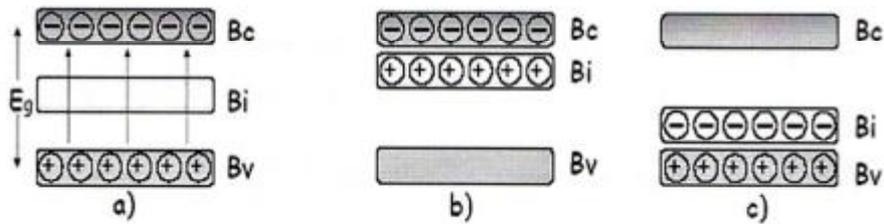


Figure 1.2 : Génération d'électrons et de trous libres pour un semi-conducteur;(a) intrinsèque. Distribution des porteurs de charges dans le semi-conducteur extrinsèque: (b) de type - N et (c) de type - P. B_c représente la bande de conduction et B_v la bande de valence

II- TRANSPORT DE CHARGE DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

II-1 CONCENTRATION DE PORTEURS DANS UN SEMI-CONDUCTEUR

Lorsqu'un électron quitte la bande de valence pour se retrouver de localise dans la bande de conduction, l'atome possède ainsi 1 électron de moins sur sa couche externe et est donc porteur d'une charge électrique positive $q = + 1,602 \cdot 10^{-19}$ C. Un tel manque d'électron au niveau d'une liaison de covalence est appelé un trou. Son énergie se situe dans la bande de valence. La notion essentielle est que ce trou pourra participer a la conduction dans la bande de valence de la manière suivante: un électron d'une liaison voisine d'un trou pourra facilement se déplacer pour venir compléter cette liaison sous l'effet d'une faible énergie laissant par la même, un trou a son ancien emplacement. Tout se passe comme si le trou s'était déplacé dans la direction opposée a celle de l'électron.

Le courant total est donc issue du mouvement total des charges dans la bande de conduction et dans la bande de valence. Au sein de cette dernière bande remplie d'électrons, il est clair que seule une lacune d'électrons peu autoriser un mouvement des autres électrons. Par conséquent, seule la concentration de trous compte pour évaluer le courant de la bande de valence [1, 7,9].

Les concentrations n & p de porteurs de charges dans les bandes peuvent être aisément évaluées [6] si on électrons :

CHAPITRE I

- d'une part la densité de places disponibles dans les bandes
- d'autre part la probabilité qu'un porteur occupe l'une de ces places

La première grandeur est la densité effective d'état dans les bandes de valence et de conduction. Un raisonnement relativement simple [6] dans l'espace des fréquences spatiales $k_i = \frac{2p}{i} i \equiv \{x, y, z\}$ utilisant la répartition périodique des atomes au sein du cristal, permet de montrer que cette densité dépend de l'énergie et s'exprime différemment pour la bande de conduction (BC) et de valence (BV):

$$N_c(E) = \frac{1}{2p^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad \text{En [Nbre d'états possibles/eV/cm}^3\text{]} \quad (\text{I.1})$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2p^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad \text{En [Nbre d'états possibles/eV/cm}^3\text{]} \quad (\text{I.2})$$

Cette différence tient au fait que la masse du porteur de charge est modifiée - masse effective - par les forces de liaisons qui le lie dans le cristal. Elle contient l'inertie additionnelle que donne, au porteur, le potentiel cristallin généré par les atomes du cristal. Les masses varient donc d'une bande de potentiel à une autre. Le tableau (I.1) présente les valeurs des masses effectives des électrons dans la BC, m_c , et des trous dans la BV, m_v , ainsi que les valeurs des densités d'états telles que définies en (I.7) pour les principaux matériaux semi-conducteurs.

	E_g (à 300 K) en eV	n_i (cm ⁻³)	m_c/m_0	m_v/m_0	N_c (10 ⁻¹⁹ cm ⁻³)	N_v (10 ⁻¹⁹ cm ⁻³)
Si	1,12	1,45x10 ¹⁰	1,06	0,59	2,7	1,1
Ge	0,66	2,4x10 ¹³	0,55	0,36	1	0,5
GaP	2,25	1	0,78	0,83	1,7	1,9
GaAs	1,43	9x10 ⁶	0,066	0,64	0,04	1,3
InP	1,27	3x10 ⁷	0,073	0,87	0,05	2

Tableau I.2 : Paramètres généraux des principaux matériaux SC ($m_0 = 9,1 \times 10^{-31}$ Kg) [1]

CHAPITRE I

La seconde grandeur est une fonction de distribution statistique représentant la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron, à une température donnée T . Cette occupation est régie par ce qu'on appelle la statistique de Fermi Dirac [2]

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (\text{I.3})$$

Où

· Le niveau de Fermi E_F est une caractéristique du cristal à l'équilibre thermodynamique.

C'est un niveau d'énergie potentiel mathématique qui renseigne sur la répartition des électrons sur les niveaux d'énergies potentielles réelles dans le cristal.

· k_B : Constante de Boltzmann : $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.k}^{-1}$

· T : Température (en Kelvin) : $0 \text{ K} \quad -273,15 \text{ } ^\circ\text{C}$

La **figure I.2** présente l'évolution de la statistique (une probabilité est toujours comprise entre 0 et 1) en fonction de l'écart en énergie par rapport au niveau de Fermi et pour différentes températures.

Est également représentée à la température ambiante, l'évolution de la statistique donnant la probabilité pour qu'un état d'énergie E ne soit pas occupé par un électron: $1 - f_n$. Cette fonction représente la fonction de distribution des trous du S.C.

On a:

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (\text{I.4})$$

La situation électrique d'un SC permet toujours de situer le niveau de Fermi au sein de la bande interdite. Quand de plus il se positionne à plus de 2 ou 3 fois l'énergie thermique de E_c et de E_v , les statistiques de Fermi Dirac peuvent alors s'approximer par des distributions de Boltzmann – en $\text{Exp}[\pm \Delta E/k_B T]$. Ce cas correspond à la situation normale d'un SC formant un dispositif électronique.

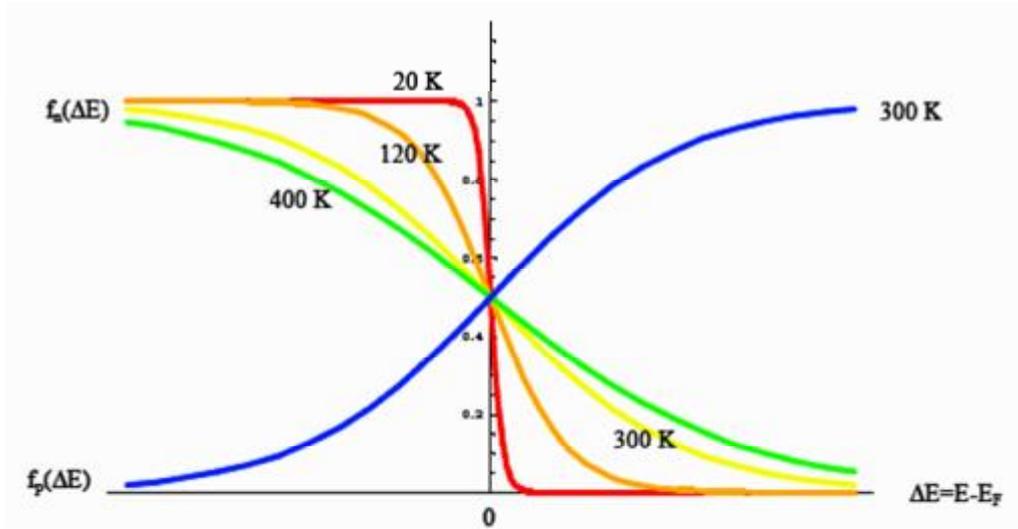


Figure I.3 : Statistiques de Fermi Dirac pour les électrons et pour les trous a Différentes températures [1]

L'énergie thermique $k_b.T$ vaut environ 26 meV a température ambiante.

La concentration d'électrons dans la bande de conduction est donne par le produit de la densité d'états par la fonction de distribution de Fermi Dirac :

N^{bre} d'électrons ou de trous = N^{bre} de places x Probabilité d'occuper ces places

Ces nombres s'expriment par unité de volume et pour toute une bande. Il faut donc sommer sur toutes les énergies de la bande :

$$n = \int_{E_c}^{+\infty} N_c(E) f_n(E) dE \quad \& \quad p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) f_p(E) dE \quad (\text{I.5})$$

Ces intégrales n'admettent pas de solution analytique. Elles sont donc tabulées. Néanmoins, dans le Cas ou les statistiques précédentes s'approximent par des distributions de Boltzmann, les intégrales Précédentes peuvent se calculer analytiquement pour donner :

$$n = N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)/k_B T}{k_B T}} \quad \& \quad p = N_v e^{-\frac{(E_F - E_v)/k_B T}{k_B T}} \quad (\text{I.6})$$

Avec :

$$N_c = 2 \left(\frac{2pm_c k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad \& \quad N_v = 2 \left(\frac{2pm_v k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{I.7})$$

CHAPITRE I

N_c et N_v sont les densités effectives d'états données au **tableau I.2**.

Dans un semi-conducteur pur, le nombre de trous est égal au nombre d'électron et on a :

$$n \times p = n_i^2 \quad (\text{I.8})$$

n_i est la concentration en porteurs du semi-conducteur intrinsèque. Les formules (I.6) permettent aisément de montrer que:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-E_g}{2k_b T}\right) \quad [\text{En cm}^{-3}] \quad (\text{I.9})$$

Dont la valeur est donnée dans le tableau II.1 pour les principaux semi-conducteurs.

II-1-1 CONCENTRATION DE DONNEURS – SEMI-CONDUCTEUR DOPE N (NEGATIVEMENT)

On dit qu'un semi-conducteur est dope ou extrinsèque lorsque l'on a diffusé des impuretés à l'intérieur de ce semi-conducteur.

Supposons que l'on introduise dans un semi-conducteur **Si** ou **Ge** par exemple, des atomes appartenant au groupe V de la classification périodique (Azote **N**, Phosphore **P**, Arsenic **As**). Ces atomes ont 5 électrons sur leur couche périphérique. Etant insérés dans le cristal, 4 de ces électrons participeront aux liaisons covalentes tandis que le 5ème sera un électron quasi-libre pouvant participer à la conduction de l'électricité.

En effet l'énergie requise pour le rendre libre dans la bande de conduction est de l'ordre de 0,01 eV pour **Ge** et de 0,05 eV pour **Si**.

À la température ambiante pratiquement tous ces atomes donneurs sont ionisés

($N_D^+ \approx N_D$) ou la concentration totale en atomes donneurs est N_D atomes/cm³. La densité de porteurs libres du semi-conducteur est alors :

$$n = n_0 + N_D \quad [\text{En cm}^{-3}] \quad (\text{I.10})$$

Où n_0 est la densité d'électrons générés par le processus de rupture de liaisons de covalence qui engendre les paires électrons- trous du semi-conducteur intrinsèque ($n_0 = n_i$ si le SC n'est pas soumis à une perturbation génératrice d'excès de porteurs: application

CHAPITRE I

d'un potentiel, éclairage, etc.). Les ordres de grandeurs habituels des densités de dopage N_D sont de l'ordre de 10^{14} à 10^{19} atomes par cm^3 .

On dit que l'on a affaire à un semi-conducteur dopé en excès d'électrons donc négativement (N) [1, 7, 8,9]

II-1-2 CONCENTRATION D'ACCEPTEURS- SEMI-CONDUCTEUR DOPE P (POSITIVEMENT)

Supposons que l'on introduise maintenant des atomes du groupe III (Bore **B**, Gallium **Ga**, Indium **In**). Ces atomes possèdent trois électrons sur leur couche de valence (couche de liaison). Ils vont donc former avec les atomes de **Ge** ou **Si** voisins des liaisons incomplètes que les électrons voisins viendront facilement compléter, en générant derrière eux des trous dans la bande de valence. A la température ambiante pratiquement tous ces atomes accepteurs sont ionisés ($N_A^- \approx N_A$) Où la concentration totale en atomes accepteurs est N_A atomes/ cm^3 [1, 7, 8,9].

On dit que le semi-conducteur est dopé en excès de trous donc positivement (P) et à Température ambiante il y a à peu près autant de trous que d'atomes accepteurs:

$$p = p_0 + N_A \quad [\text{en cm}^{-3}] \quad (\text{I.11})$$

II-1-3 LOI D'ACTION DE MASSE

La loi d'action de masse relie, à une température T, la densité de porteurs (électrons et trous) à la densité intrinsèque du semi-conducteur. C'est la loi (I.8). Elle permet de déduire la concentration de porteurs minoritaires :

- Dans un semi-conducteur dope N par N_D donneurs ionisés, les porteurs minoritaires sont les trous en concentration :

$$p_N \cong \frac{n_i^2}{N_D} \quad (\text{I.12})$$

- Dans un semi-conducteur dope P par N_A accepteurs ionisés, les porteurs minoritaires sont les électrons en concentration :

$$n_P \cong \frac{n_i^2}{N_A} \quad (\text{I.13})$$

CHAPITRE I

II-2 COURANT DE CONDUCTION DANS UN SEMI-CONDUCTEUR

A la température ambiante et en l'absence de champ électrique et d'accumulation localisée, les électrons sont animés de mouvement aléatoires dus aux collisions avec les atomes. Le déplacement moyen de l'ensemble des électrons est nul dans ce cas. Si l'on applique un champ électrique \mathbf{E} à l'intérieur du semi-conducteur la vitesse moyenne des électrons sera non nulle et proportionnelle au champ électrique pour de faibles valeurs de celui-ci. On a alors:

$$\text{Pour les électrons :} \quad \mathbf{V}_n = -m_n \cdot \mathbf{E} \quad (\text{I.14-a})$$

$$\text{Et pour les trous :} \quad \mathbf{V}_p = +m_p \cdot \mathbf{E} \quad (\text{I.14b})$$

μ_n (resp. μ_p) est appelée la mobilité des électrons (des trous) de la bande de conduction (de valence) et s'exprime en $\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Sa valeur, ainsi que celle des trous (qui est différente car ils ne se déplacent pas dans la même bande de transport) est donnée dans le tableau I.2 pour les principaux SC. Ce déplacement d'électrons va engendrer un courant dit courant d'entraînement [7,9].

II-2-1 DENSITE DE COURANT

Considérons un barreau de longueur L de section S contenant n électrons/ m^3 .

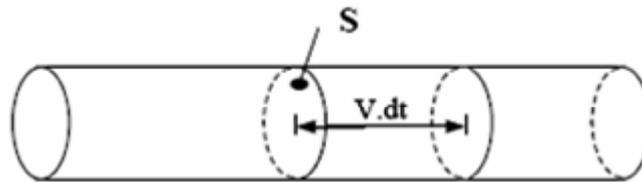


Figure I.4 : *Cylindre des charges traversant la section S pendant le temps dt* [1]

Le courant d'électrons à l'intérieur du barreau est :

$$I_n = \frac{dQ_n}{dt} \quad (\text{I.15})$$

CHAPITRE I

Où dQ_n est la charge traversant la section S pendant le temps dt . Cette charge est constituée par l'ensemble des charges qui peuvent atteindre la section S pendant le temps dt c.à.d. celles contenues dans le cylindre de longueur $V_n dt$ (cf. figure II.2).

$$dQ_n = -en V_n dt S \quad (\text{I.16})$$

la densité de courant d'électrons J_n est alors donnée par :

$$J_n = -neV_n \quad (\text{I.17})$$

Compte tenu de la relation (II.14-a) on obtient :

$$J_n = ne m_n E \quad [\text{En A/cm}^2] \quad (\text{I.18})$$

Un raisonnement similaire avec p trous/m³ dans la bande de valence conduit à :

$$J_p = pe m_p E \quad [\text{En A/cm}^2] \quad (\text{I.19})$$

La densité totale de courant s'écrit :

$$J_{Total} = e(nm_n + pm_p)E \quad (\text{I.20})$$

II-2-2 CONDUCTIVITE, RESISTIVITE ET LOI D'OHM

Les densités de courants électroniques et de trous peuvent également se noter [1, 7, 8,9] :

$$J_n = s_n E \quad (\text{I.21})$$

$$J_p = s_p E \quad (\text{I.22})$$

Conduisant à une densité de courant total :

$$J_{Total} = (s_n + s_p)E = s E \quad (\text{I.23})$$

s [En $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$] est la conductivité totale du semi-conducteur. Cette grandeur permet de définir la résistive du matériau:

$$r = 1/s \quad [\text{En } \Omega \cdot \text{cm}] \quad (\text{I.24})$$

CHAPITRE I

On vient de relier la densité de courant au champ électrique. C'est la loi d'Ohm sous sa forme générale. En effet, dans le cas d'une variation linéaire de potentiel entre deux points

distant de d , le champ électrique - défini par $\mathbf{E} = -\text{grad}f|_{3D} \equiv \frac{df}{dx}|_{1D}$ - se réduit à :

$E = \frac{f}{d}$ On retrouve alors la loi d'Ohm classique :

$$f = R \cdot I \quad \text{Où} \quad R = r \frac{d}{s} \quad (\text{I.25})$$

Le tableau suivant résume certains paramètres physiques des principaux semi-conducteurs.

à T = 300 K	Si	Ge	GaAs
Concentration d'atomes (cm ⁻³)	5x10 ²²	4,42x10 ²²	2,21x10 ²²
μ_n (cm ² /V/s)	1350	3900	8600
μ_p (cm ² /V/s)	480	1900	250
Constantes diélectrique ϵ_r	11,7	16,3	12
Champ de claquage (V/m)	30x10 ⁶	8x10 ⁶	35x10 ⁶

Tableau I.3 : Paramètres généraux des principaux matériaux SC [1]

II- L'EQUATION DE BOLTZMANN

II-1 GENERALITES. FONCTIONS DE DISTRIBUTION

On donne le nom d'équation de Boltzmann à une équation cinétique proposée par Boltzmann pour traiter de façon cohérente, bien qu'approximative, les phénomènes d'évolution irréversible des gaz dilués. Dans ce cas, les particules ne peuvent interagir que deux à deux : les collisions entre trois corps sont négligeables. On étudie l'évolution au cours du temps d'une fonction caractérisant localement l'état des molécules du gaz : la fonction de distribution, appelée encore fonction de répartition. On peut définir la fonction de distribution locale $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ des molécules d'un gaz dilué comme le nombre de molécules par unité de volume de l'espace des phases, d'impulsion \vec{p} à $d^3 p$ près, situées au rayon vecteur \vec{r} à $d^3 r$ près, au temps t . En d'autres termes, le nombre de molécules situées dans le volume $(\vec{r}, d^3 r)$ ayant l'impulsion $(\vec{p}, d^3 p)$ au temps t s'écrit :

$$dN(\vec{r}, \vec{p}, t) = f(\vec{r}, \vec{p}, t) d^3 r d^3 p \quad (\text{II.1})$$

Si N représente le nombre total de molécules dans le gaz considéré on a :

$$N = \int f(\vec{r}, \vec{p}, t) d^3 r d^3 p \quad (\text{II.2})$$

Le nombre de molécules par unité de volume au point \vec{r} au temps t est donnée par :

$$n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{p}, t) d^3 p \quad (\text{II.3})$$

ces définitions supposent que $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ peut être traitée comme une fonction continue, ce qui est le cas dans un grand système.

II-2 EQUATION DE BOLTZMANN

Nous ne donnerons pas ici une démonstration rigoureuse de l'équation de Boltzmann. Nous utiliserons des considérations relativement simples qui nous permettront d'obtenir sa forme générale.

Considérons un élément de volume de l'espace des phases $(d^3 r, d^3 p)$ situé au point (\vec{r}, \vec{p}) au temps t . Le nombre de molécules dans cet élément de volume est donné par

CHAPITRE II

l'équation (II.1). Le nombre de molécules par unité de volume de l'espace des phases en ce point est $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$. Supposons tout d'abord

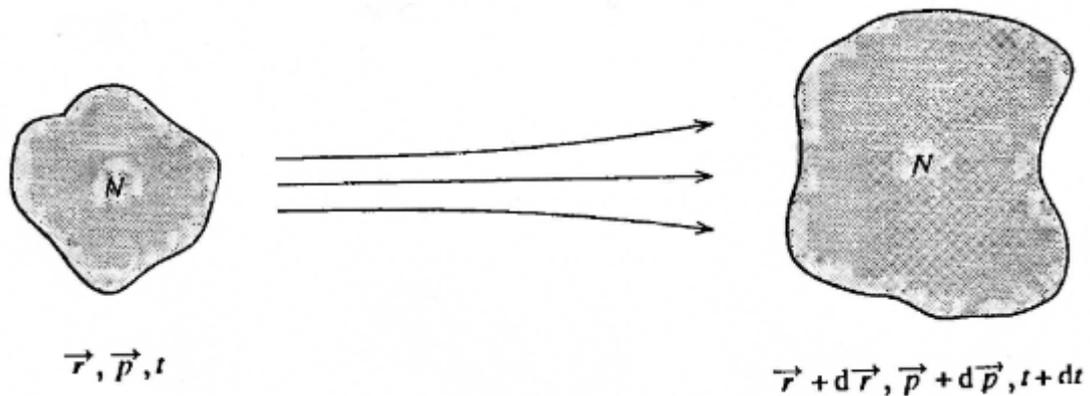


Figure II-1 : déplacement d'un échantillon de particules au cours du temps

Que les mêmes molécules se retrouvent au temps $(t+dt)$, au point $\vec{r}+d\vec{r}$, avec l'impulsion $\vec{p}+d\vec{p}$ (**fig. II-1**). Aucune autre molécule n'est venue s'ajouter à l'échantillon, aucune molécule n'en est sortie. On a donc :

$$f(\vec{r} + d\vec{r}, \vec{p} + d\vec{p}, t + dt) - f(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0 \quad (\text{II.4})$$

Qui peut encore s'écrire :

$$\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \cdot d\vec{r} + \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \cdot d\vec{p} + \frac{\partial f}{\partial t} dt = 0 \quad (\text{II.5})$$

$$\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \cdot d\vec{r}$$

Représente le produit scalaire des vecteurs $\frac{\partial f}{\partial \vec{r}}$,

De composantes $\left(\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right)$, $d\vec{r}(dx, dy, dz)$

CHAPITRE II

Si les molécules se déplacent avec la vitesse \vec{v} sous l'action d'une force extérieure \vec{F} , on écrit :

Et

$$\begin{aligned}\vec{dr} &= \vec{v} dt \\ \vec{dp} &= \vec{F} dt \\ \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} + \frac{\partial f}{\partial t} &= 0\end{aligned}\quad (\text{II.6})$$

Qui représente la variation de la fonction de distribution au cours du temps, due aux mouvements macroscopiques des molécules du gaz.

Reprenons notre échantillon de molécules comprises dans le volume (d^3r, d^3p) au point (\vec{r}, \vec{p}) au temps t , et supposons maintenant qu'au cours du déplacement global de cet échantillon certaines molécules sont éjectées par collisions, alors que d'autres,

Qui avaient à l'origine des positions et des impulsions différentes, se trouvent plongées dans l'échantillon au temps $t+dt$ à cause des collisions. L'équation (II.4) devra alors être remplacée par :

$$f(\vec{r} + \vec{dr}, \vec{p} + \vec{dp}, t + dt) - f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \delta f_{col}(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (\text{II.7})$$

Ou δf_{col} représente la variation de f due aux collisions. L'équation (II.5) devient :

$$\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \cdot \vec{dr} + \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \cdot \vec{dp} + \frac{\partial f}{\partial t} dt = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} \quad (\text{II.8})$$

C'est l'équation de Boltzmann, dans laquelle le membre de gauche représente la variation de f due aux mouvements macroscopiques du gaz, alors que le membre de droite représente la variation de f due aux mouvements microscopiques des molécules, par l'intermédiaire des effets collisionnelles.

II-3 DIFFUSION ET COEFFICIENTS DE TRANSPORT

L'équation de Boltzmann, sous sa forme générale (II.8), doit permettre de calculer de la distribution locale des molécules d'un gaz dilué hors équilibre, et donc de résoudre les

CHAPITRE II

problèmes de diffusion. Cette résolution est cependant très complexe, et l'on ne peut la mener à son terme qu'avec des approximations, différentes suivant les cas étudiés.

Réfléchissons tout d'abord aux ordres de grandeur impliqués dans chacun des membres de l'équation (II.8). Dans le membre de gauche interviennent les variations de f dues aux mouvements macroscopiques dans le gaz. L'échelle de temps impliquée est donc l'échelle de temps d'évolution macroscopique du système τ_m . Cette échelle de temps peut être reliée à l'échelle de longueur caractéristique L du système par

$$\tau_m = \frac{L}{v_m} \quad (\text{II.9})$$

Où v_m est la vitesse moyenne des molécules dans le gaz.

Dans le membre de droite de l'équation de Boltzmann interviennent les variations de f dues aux collisions. L'échelle de temps impliquée est donc l'échelle de temps entre deux collisions τ_c , qui peut être reliée au libre parcours moyen ℓ des molécules par

$$\tau_c = \frac{\ell}{v_m} \quad (\text{II.10})$$

On appelle nombre de Knudsen le rapport entre les deux temps caractéristiques et on note

$$k_n = \frac{\tau_c}{\tau_m} \quad (\text{II.11})$$

Les considérations d'ordre de grandeur montrent que

$$\left(\frac{f}{\tau_m}\right) \simeq \left(\frac{f-f_0}{\tau_c}\right) \quad (\text{II.12})$$

Dans le cas le plus fréquent où $k_n \ll 1$, cette relation conduit à $f - f_0 \ll f$, ce que signifie que, dans le cas où $k_n \ll 1$, les variations f peuvent être traitées comme des perturbations de f_0 . L'équation de Boltzmann peut alors être approximativement appelée méthode de Chapman –Enskog. On écrit

$$f = f_0 + k_n f_1 + \frac{k_n^2}{2} f_2 \quad (\text{II.13})$$

A l'ordre zéro, on a $f = f_0$, le membre de droite de l'équation de Boltzmann est nul et on retrouve la distribution d'équilibre. A l'ordre un, on a :

$$f - f_0 = k_n f_1 \quad (\text{II.14})$$

Comme le membre de gauche de l'équation de Boltzmann ne contient que f_0 alors que le membre de droite contient f_1 , on peut en déduire formellement f_1 . A l'ordre suivant, il faudra introduire f_2 dans le membre de droite, mais il faudra aussi introduire f_1 dans le membre de gauche, en plus de f_0 , pour obtenir le même ordre de développement en k_n à gauche et à droite. f_1 étant connu par le calcul précédent, on peut en déduire f_2 et ainsi de suite.

Nous nous contenterons ici de résoudre l'équation de Boltzmann au premier ordre, dans le cadre de l'approximation dite du « temps de relaxation ». La fonction f est remplacée par f_0 dans le membre de gauche et par une fonction linéaire dans le membre de droite

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right) \simeq -\frac{f-f_0}{\tau} \quad (\text{II.15})$$

Où τ , appelé temps de relaxation, est approximativement égale à τ_c .

Le signe de l'équation (II.15) vient de ce qu'il s'agit d'un terme de « rappel » : si on écarte f de sa valeur d'équilibre, en laissant le évoluer naturellement, elle y revient en un temps caractéristique de l'ordre de τ .

Dans la mesure où $\left(\frac{\partial f_0}{\partial t}\right) = \mathbf{0}$ (puisque f_0 représente une fonction à l'équilibre), l'équation de Boltzmann devient dans cette approximation

$$\vec{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} = -\frac{f-f_0}{\tau} \quad (\text{II.16})$$

D'où on déduit

$$f = f_0 + \tau \left[\vec{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} \right] \quad (\text{II.17})$$

Cette équation peut être utilisée pour calculer des coefficients de transport, comme, par exemple, la conductivité électrique d'un plasma dans lequel le gaz d'électrons peut être considéré comme un gaz dilué.

En présence d'un champ électrique uniforme \vec{E} , l'équation (II.16) se réduit à

$$f = f_0 + \tau e \vec{E} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} \quad (\text{II.18})$$

$$\xi = \frac{p^2}{2m} + X_p \quad (\text{II.19})$$

Où X_p est son énergie potentielle qui sera supposée négligeable dans la suite par rapport à l'énergie cinétique. D'où

$$d\xi = \frac{\vec{p} \cdot d\vec{p}}{m} = m\vec{v} \cdot d\vec{v} \quad (\text{II.20})$$

On peut donc écrire l'équation (II.18) sous la forme

$$f = f_0 + \tau e \left(\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) \vec{v} \cdot \vec{E} \quad (\text{II.21})$$

La densité de courant dans le corps considéré est donnée par l'intégration du flux de charge

$$\vec{j} = \int -e\vec{v}f(\vec{v})d\vec{v} \quad (\text{II.22})$$

Le terme en f_0 donne aucune contribution à \vec{j} puisqu'il est isotrope. Il reste donc

$$\vec{j} = e^2\tau \int \left(-\frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial x} \right) \vec{v}(\vec{v} \cdot \vec{E})d\vec{v} \quad (\text{II.23})$$

Supposons que f_0 soit représentée par une fonction de distribution de Maxwell de forme

$$f_0(\vec{v})d\vec{v} = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \quad (\text{II.24})$$

On obtient

$$\left(-\frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial x} \right) = \frac{f_0(\vec{v})}{k_B T} \quad (\text{II.25})$$

D'autre part, le produit $\vec{v}(\vec{v} \cdot \vec{E})$ peut s'écrire simplement en remarquant que la vitesse des électrons peut être considérée comme isotrope en première approximation, et qu'on s'intéresse à une moyenne de toutes les valeurs possibles de cette vitesse.

CHAPITRE II

Soit \vec{Ox} un axe dirigé suivant le champ magnétique \vec{E}, \vec{Oy} et \vec{Oz} deux axes perpendiculaires. Le produit scalaire \vec{v}, \vec{E} étant égal à $v_x E$, les trois composantes du produit $\vec{v}(\vec{v} \cdot \vec{E})$ s'écrivent

$$\begin{cases} v_x^2 E \\ v_y v_x E \\ v_z v_x E \end{cases}$$

On peut vérifier aisément que si la vitesse est isotrope, seule la première composante aura une valeur moyenne non nulle, égale à $\frac{1}{3} v^2 E$, l'équation (II.23) devient donc

$$\vec{j} = \frac{e^2 \tau n}{3 k_B T} \left(\frac{m}{2 \pi k_B T} \right)^{3/2} \vec{E} \int e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} v^2 (4\pi v^2 dv) \quad (\text{II.26})$$

Ce qui donne par intégration

$$\vec{j} = \frac{e^2 \tau n}{m} \vec{E} \quad (\text{II.27})$$

On trouve ainsi l'expression de la conductivité électrique d'un plasma en fonction des grandeurs microscopiques et du temps de relaxation τ

$$\sigma = \frac{e^2 \tau m}{m} \quad (\text{II.28})$$

II-4 TRANSPORT DE CHARGE

Hors champ électrique, les porteurs libres ont un mouvement ressemblant à des sauts de puce (caractérisé par des changements de direction que l'on appelle "mouvement Brownien"), et leur déplacement moyen est nul. Les atomes, les impuretés et les défauts du réseau sont autant d'obstacles pour les porteurs, qui effectuent des "collisions" avec eux. Le temps moyen entre collisions, τ_r (ou "temps de relaxation" sur le réseau), est de l'ordre de 10^{-13} s (0,1 ps). Notons que processus de collisions peut être décrit comme un processus poissonnier de densité $(1/\tau_r)$, c'est-à-dire que la probabilité d'observer une collision pendant un intervalle de temps dt (très petit) est $(1/\tau_r) \times dt$; $1/\tau_r$ correspond donc au nombre moyen de collisions par unité de temps, et τ_r est la valeur moyenne de la variable aléatoire "temps entre 2 collisions successives". Remarquons que τ_r n'a absolument rien à voir avec le temps "de vie" des porteurs (temps entre création et recombinaison de porteurs) qui est en général beaucoup plus long. La vitesse

CHAPITRE II

thermique des porteurs, v_{th} , s'exprime en fonction de l'énergie cinétique et de leur masse effective, m^* , qui reste de l'ordre de celle de l'électron dans le vide ($9,1 \cdot 10^{-31}$ kg).

$$E_{cin} = \frac{1}{2} m^* v_{th}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (II.29)$$

A 300 K la vitesse thermique est de l'ordre de 10^5 ms⁻¹. La distance que parcourt un porteur entre deux chocs s'appelle le "libre parcours moyen", λ , et vaut simplement :

$$\lambda = v_{th} \tau \quad (II.30)$$

Qui à 300 K est d'environ $100 \text{ \AA} = 10 \text{ nm}$.

II-4-1 MOBILITE DES PORTEURS LIBRES

Lorsqu'un champ électrique ξ est appliqué à un semi-conducteur, chaque porteur subit une force électrostatique

$$\vec{F} = \pm q \vec{\xi}$$

force électrostatique

(+ pour les trous et - pour les électrons) et une force de frottement de type visqueux

$$(-f_r \vec{v}_d)$$

Qui décrit l'effet des collisions. Son accélération γ s'écrit (force = masse × accélération)

$$\bar{\gamma} = \frac{d\vec{v}_d}{dt} = \pm \frac{q}{m^*} \vec{\xi} - \frac{f_r}{m^*} \vec{v}_d = \pm \frac{q}{m^*} \vec{\xi} - \frac{\vec{v}_d}{\tau_r} \quad (II.31)$$

Où m^* est la masse du porteur, v_d sa vitesse d'entraînement (ou "de dérive") et $f_r = m^*/\tau_r$

traduit les frottements de type visqueux. En régime permanent $\gamma = 0$ d'où :

$$\vec{v}_d = \pm \frac{q\tau_r}{m^*} \vec{\xi} = \mu \vec{\xi} \quad (II.32)$$

ce qui permet d'exprimer la vitesse d'entraînement des électrons :

$$\vec{v}_{dn} = -\frac{q\tau_r}{m_n} \vec{\xi} = \mu_n \vec{\xi} \quad (II.33)$$

CHAPITRE II

et celle des trous :

(II.34)

$$\bar{v}_{dp} = \frac{q\tau_r}{m_p} \bar{\xi} = \mu_p \bar{\xi}$$

La mobilité μ des porteurs est définie comme le coefficient de proportionnalité entre la vitesse et le champ électrique, ce qui donne pour les électrons et les trous :

$$\mu_n = -\frac{q\tau_r}{m_n} < 0$$

$$\mu_p = \frac{q\tau_r}{m_p} > 0$$

(II.35)

On obtient une mobilité négative pour les électrons. De nombreux ouvrages préfèrent considérer la mobilité en valeur absolue et écrivent donc

$$\bar{v}_{dn} = -|\mu_n| \bar{\xi}$$

En général trois mécanismes influencent la mobilité :

- Les collisions coulombiennes : les impuretés ionisées et d'une manière générale tous les centres chargés gênent le parcours des porteurs.
- Les collisions avec le réseau : les atomes du réseau cristallin qui vibrent autour de leur position moyenne (phonons) sont des obstacles pour les porteurs
- Les collisions sur la rugosité de surface : Les dimensions d'un composant à semi-conducteur n'étant pas infinies, les porteurs "heurten" parfois la surface et sont d'autant plus gênés dans leur mouvement que cette surface est de mauvaise qualité.

L'étude du processus résultant de l'existence simultanée de processus poissonniers indépendants conduit à la règle "de Matthiessen" qui stipule que les phénomènes influençant la mobilité doivent être sommés par l'inverse de leurs temps de

CHAPITRE II

relaxation, c'est-à-dire l'inverse des mobilités :

$$\frac{1}{\mu_{\text{tot}}} = \frac{1}{\mu_{\text{réseau}}} + \frac{1}{\mu_{\text{impuretés}}} + \frac{1}{\mu_{\text{surface}}} + \dots \quad (\text{II.36})$$

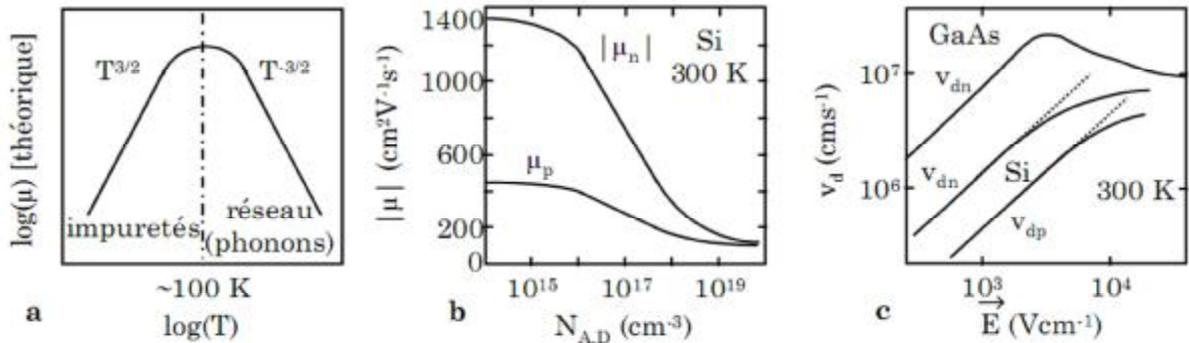


Figure II.2 : Evolution de la mobilité a. en fonction de la température b. En fonction de la densité en impuretés. c. Evolution de la vitesse des porteurs avec le champ électrique appliqué.[13]

La température influence la mobilité au travers de τ_r , à commencer par les chocs avec le réseau du semi-conducteur (phonons). Quand la température augmente la mobilité correspondante diminue ce qui implique, a priori, une dépendance en $T^{-\alpha}$

($\alpha > 0$) avec théoriquement $\alpha = 3/2$. Les chocs sur les impuretés sont tels qu'une augmentation de température entraîne une augmentation de mobilité. Cette dépendance est de la forme T^α/N_{imp} ($\beta > 0$) où N_{imp} ($= N_A^- + N_D^+$) représente la densité en impuretés. Théoriquement β est trouvé égal à $3/2$. La figure (II.2.a) illustre ces influences de la température sur la mobilité.

Comme l'indique la figure (II.2.b), une augmentation du dopage amène à une diminution de la mobilité.

La mobilité des porteurs est constante tant que le champ électrique est faible, ce qui signifie que la vitesse des électrons et des trous reste proportionnelle au champ électrique, mais cette proportionnalité disparaît lorsque le champ électrique devient trop important. Les porteurs acquièrent une certaine énergie cinétique qui augmente avec le champ électrique et qu'ils cèdent au réseau lors des chocs. Pour les forts champs électriques l'énergie à céder devient trop importante et les porteurs en conservent une partie après les chocs ; c'est ce que l'on appelle phénomène de "porteurs chauds"

CHAPITRE II

car alors les porteurs ne sont plus en équilibre thermique avec le réseau. Ainsi la vitesse ne reste pas proportionnelle au champ électrique et la mobilité devient une fonction de la température du réseau ($T_{\text{réseau}}$) et de celle des porteurs (T_n ou T_p). On obtient pour les électrons :

$$\mu_n = \mu_{n0} \sqrt{\frac{T_{\text{réseau}}}{T_n}} \quad (\text{II.37})$$

Les indices "n" se changeant en "p" pour les trous ; cette relation montre que la mobilité diminue lorsque la température des porteurs augmente. μ_{n0} (respectivement μ_{p0}) représente la mobilité des électrons (respectivement trous) à faible champ électrique.

Plutôt que l'équation (II.37), on préfère utiliser les relations empiriques de la forme :

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0}}{1 + f(\frac{E}{E_c})} \quad (\text{II.38})$$

comme par exemple $\mu_n = \mu_{n0} / [1 + (E/E_c)^\alpha]^{1/\alpha}$ avec $\alpha = 1$ ou 2 , E_c représentant un champ "critique". La vitesse de saturation des porteurs est voisine de la vitesse thermique v_{th} . Pour le GaAs on observe une "survitesse". En effet, comme montré à la figure (II.3), l'augmentation du champ électrique peut faire passer les électrons de la vallée 1 à la vallée 2 où la masse effective m_n associée à la relation de dispersion est plus grande (liée à la courbure) donc la mobilité est plus faible. Cette propriété est aussi à l'origine de "l'effet Gunn" (mobilité différentielle négative) utilisée pour réaliser des oscillateurs en hautes fréquences.

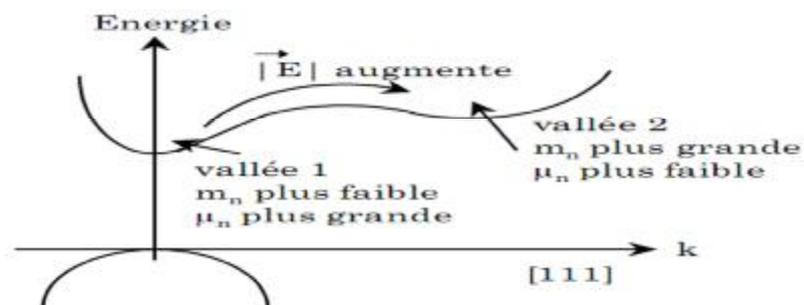


Figure II.3 : Sous fort champ électrique, les électrons du GaAs vont passer dans la deuxième vallée où leur masse est plus grande donc leur mobilité plus faible.[13]

CHAPITRE II

Le tableau (II.1) donne des valeurs de mobilités des électrons et des trous pour plusieurs semi-conducteurs

SC	E_G	$ \mu_n $	μ_p	ϵ_r	SC	E_G	$ \mu_n $	μ_p	ϵ_r
Si	1.12	1400	500	11.9	InAs	0.36	33000	460	14.6
Ge	0.7	3900	1900	16	InSb	0.18	78000	750	17.7
GaAs	1.42	8500	400	13	GaSb	0.72	5000	850	15.7
InP	1.35	5000	150	12.4	CdS	2.42	340	50	5.4
AlAs	2.16	1200	400	10.1	CdTe	1.56	1050	100	10.2
GaP	2.26	300	100	11	SiO ₂	9	isolant		3.9

Tableau II.1 : Mobilité des électrons, des trous et permittivité pour quelques semi-Conducteurs. E_G (eV), μ_n et μ_p ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$).[13]

II-4-2 CONDUCTION ET CONDUCTIVITE

La densité de courant j (Am^{-2}) est définie comme le flux de charges qui passe par unité de surface. Elle est donc égale à la vitesse des charges multipliées par la concentration de charges (Cm^{-3}). Pour les électrons cela donne :

$$\vec{j}_n = -qn\vec{v}_n \quad (\text{II.39})$$

la charge d'un électron étant $-q$ et celle d'un trou $+q$.

En remplaçant la vitesse de l'électron par son expression en fonction de la mobilité et du champ on trouve l'expression de la densité de courant des électrons. En suivant le même raisonnement on obtient aussi la densité de courant des trous :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = -qn\mu_n\vec{\xi} = qn|\mu_n|\vec{\xi} = \sigma_n\vec{\xi} \\ \vec{j}_p = qn\mu_p\vec{\xi} = \sigma_p\vec{\xi} \end{cases} \quad (\text{II.40})$$

La conductivité (σ_n pour les électrons) est définie comme le coefficient de proportionnalité entre la densité de courant et le champ électrique :

$$\sigma_n = qn|\mu_n| = \frac{q^2 n \tau_r}{m_n} > 0 \quad (\text{II.41})$$

CHAPITRE II

De même pour les trous :

$$\sigma_p = q p \mu_p = \frac{q^2 p \tau_r}{m_p} > 0 \quad (\text{II.42})$$

Dans le cas d'une conduction par les électrons et les trous la densité de courant totale s'écrit :

$$\vec{j}_{\text{tot}} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = (\sigma_n + \sigma_p) \vec{\xi} = \sigma_{\text{tot}} \vec{\xi} \quad (\text{II.43})$$

En considérant un champ électrique selon une seule direction et en rappelant que le champ électrique dérive d'un potentiel ($-\xi_x = \partial V / \partial x = V/L$ si l'échantillon considéré est homogène), l'équation (II.33) devient, en valeur absolue :

$$j_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tot}} \frac{V}{L} \quad (\text{II.44})$$

Et le courant I s'écrit (il est égal à la densité de courant multipliée par la section S dans laquelle elle passe) :

$$I = S \sigma_{\text{tot}} \frac{V}{L} = \frac{1}{R} V \quad (\text{II.45})$$

La loi d'Ohm permet d'identifier la résistance R de l'échantillon :

(II.46)

$$R = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{L}{S} = \frac{1}{(qn|\mu_n| + qp\mu_p)} \frac{L}{S}$$

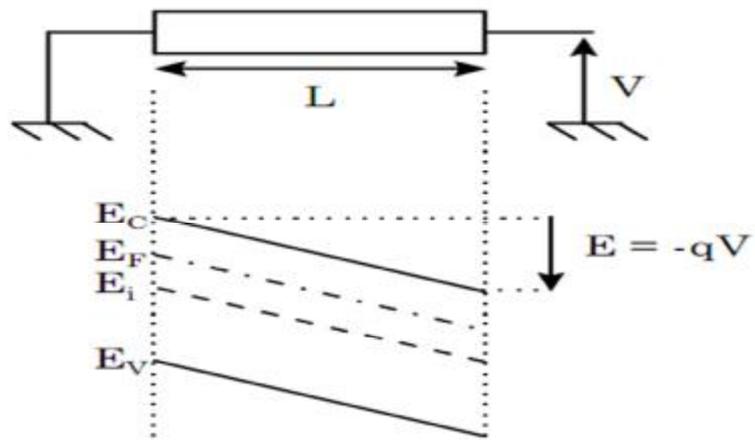


Figure II.4 : Application d'une différence de potentiel aux bornes d'un semi-conducteur homogène et diagramme de bandes correspondant. Le champ électrique, en tout point \$x\$, [13] vaut :

$$\xi_x = -dV/dx = \text{constante} = -V/L \quad (\text{II.47})$$

La **figure (II.4)** illustre le cas d'un semi-conducteur aux bornes duquel est appliquée une tension \$V\$. Le matériau est hors équilibre thermodynamique ce qui se traduit par un flux de porteurs. Si on admet que la perturbation de l'équilibre n'est pas trop importante ("quasi-équilibre"), on peut utiliser la statistique de Fermi-Dirac et donc l'équation (IV.13) ; on exprime donc la densité d'électrons lorsqu'on applique un champ électrique pas trop intense :

$$n(\vec{r}) = N_C \exp\left(-\frac{E_C(\vec{r}) - E_F(\vec{r})}{kT}\right) = \text{constante} = n_0 \quad (\text{II.48})$$

$$E_C(\vec{r}) - E_C = -qV(\vec{r})$$

Représente la différence d'énergie potentielle dans le semi-conducteur entre la masse et un point \$\vec{r}\$.

II-4-3 DIFFUSION DES PORTEURS

L'apparition d'un gradient de porteurs dans un matériau (dans le cas d'un semi-conducteur non homogène ou lors d'une excitation locale...) engendre un flux de ces porteurs dans le sens inverse du gradient. En effet, dans un endroit où la concentration en porteurs est très forte, l'interaction entre les porteurs est très grande et la densité d'énergie est plus grande dans cet endroit que là où la concentration en

CHAPITRE II

porteurs est plus faible. Pour établir l'équilibre, les porteurs vont "diffuser". Si l'on prend le cas des électrons (figure (VI.4) à une dimension), le flux de porteurs ($m^{-2}s^{-1}$) est donné par la loi de Fick :

$$\begin{cases} \overline{\text{flux}}_n = -D_n \vec{\text{grad}}(n) \\ \overline{\text{flux}}_p = -D_p \vec{\text{grad}}(p) \end{cases} \quad (\text{II.49})$$

où $D_{n,p}$ (m^2s^{-1}) est le coefficient de diffusion des électrons (des trous). Le signe $-$ des équations (VI.21) vient du sens du flux qui est opposé à celui du gradient de concentration.

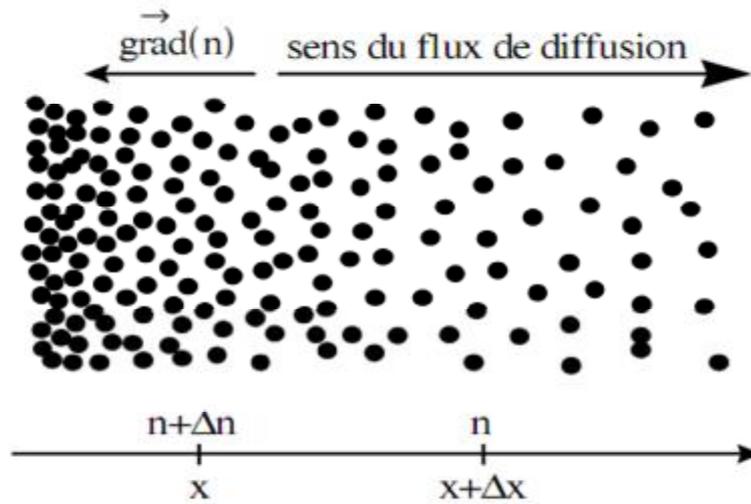


Figure II.5 : Le gradient de concentration en électrons engendre une diffusion de ces électrons vers la zone la moins concentrée.[13]

Le courant de diffusion s'écrit à partir des équations (II.49) :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = (-q) \overline{\text{flux}}_{nn} = qD_n \vec{\text{grad}}(n) \\ \vec{j}_p = q \overline{\text{flux}}_{pp} = -qD_p \vec{\text{grad}}(p) \end{cases} \quad (\text{II.50})$$

Si un champ électrique est aussi appliqué au semi-conducteur, on peut écrire la densité de courant des électrons en prenant en compte la diffusion (équation (II.50)) et la conduction électrique. Puis avec le même raisonnement, on peut écrire la densité de courant des trous :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = \vec{j}_{n\text{conduction}} + \vec{j}_{n\text{diffusion}} = q \left(n |\mu_n| \vec{\xi} + D_n \vec{\text{grad}}(n) \right) \\ \vec{j}_p = \vec{j}_{p\text{conduction}} + \vec{j}_{p\text{diffusion}} = q \left(p \mu_p \vec{\xi} - D_p \vec{\text{grad}}(p) \right) \end{cases} \quad (\text{II.51})$$

Les flux de porteurs ont pour expression :

$$\begin{cases} \overline{\text{flux}}_n = \overline{\text{flux}}_{n\text{conduction}} + \overline{\text{flux}}_{n\text{diffusion}} = -n |\mu_n| \vec{\xi} - D_n \vec{\text{grad}}(n) = n \mu_n \vec{\xi} - D_n \vec{\text{grad}}(n) \\ \overline{\text{flux}}_p = \overline{\text{flux}}_{p\text{conduction}} + \overline{\text{flux}}_{p\text{diffusion}} = p \mu_p \vec{\xi} - D_p \vec{\text{grad}}(p) \end{cases} \quad (\text{II.52})$$

Pour un semi-conducteur non dégénéré, et en l'absence de porteurs chauds, le coefficient de diffusion des électrons est donné par la relation d'Einstein, $D = \mu kT/q$, qui peut être démontrée, par exemple, en considérant un semi-conducteur non homogène et à l'équilibre thermodynamique (ce qui implique un niveau de Fermi E_F constant dans le matériau et donc un courant nul) : ainsi, dans le cas des électrons, l'équation (II.51) se réécrit :

$$\vec{j}_n = \vec{0} = q \left(n(\vec{r}) |\mu_n| \vec{\xi} + D_n \vec{\text{grad}}(n(\vec{r})) \right) \quad (\text{II.53})$$

L'équation (V.7) permet d'écrire $\vec{\text{grad}}(n(\vec{r})) = (q/kT)n(\vec{r})\vec{\text{grad}}(V(\vec{r}))$ et, en remplaçant le

$$\text{Champ électrique par :} \quad -\vec{\text{grad}}(V(\vec{r})) \quad (\text{II.54})$$

On trouve pour l'équation (VI.25) :

$$n(\vec{r}) |\mu_n| \vec{\text{grad}}(V(\vec{r})) = D_n \frac{q}{kT} n(\vec{r}) \vec{\text{grad}}(V(\vec{r})) \quad (\text{II.55})$$

Qui permet d'exprimer D_n :

$$D_n = |\mu_n| \frac{kT}{q} > 0 \quad (\text{II.56})$$

CHAPITRE II

De la même façon, on obtient l'expression du coefficient de diffusion des trous :

$$D_p = \mu_p \frac{kT}{q} > 0 \quad (\text{II.57})$$

II-4-4 COURANT DE DEPLACEMENT

En régime variable, il existe un courant "de déplacement" donné par :

$$\vec{j}_{\text{depl}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.58})$$

$$\vec{D} = \epsilon_{SC} \vec{\xi} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{\xi}$$

Est le vecteur déplacement électrique. En régime alternatif, si on écrit

$$\vec{\xi} = \vec{\xi}_0 \exp(i\omega t)$$

Le courant de déplacement sera :

$$\vec{j}_{\text{dépl}} = i\omega \epsilon_{SC} \vec{\xi} \quad (\text{II.59})$$

Un calcul rapide d'ordre de grandeur montre que ce courant n'aura une amplitude appréciable que pour des fréquences de l'ordre du GHz. Ainsi, le courant de déplacement sera en général considéré comme négligeable, sauf lors de l'étude des régimes variables de dispositifs en hautes fréquences.

III- CARACTERISATION DES SEMI-CONDUCTEURS –RESISTIVITE, EFFET HALL

La caractérisation des semi- conducteurs est une science en elle-même qui couvre tous les aspects des sciences des matériaux : microscopie, analyse structurale chimie, mesures de transport, etc. une grande partie des progrès en technologie des semi-conducteurs est attribuable aux progrès rendus possibles par les techniques d'analyse. nous allons aborder deux types de mesures élémentaires de transport : la mesure de la résistivité et la mesure de l'effet hall.

Ces mesures sont faites usuellement sur les plaquettes des semi-conducteurs car elles permettent de mesurer les deux paramètres essentiels d'un semi-conducteur : la concentration de porteurs et leur mobilité. Ces valeurs sont en principe tabulées mais il est en pratique essentiel de les vérifier régulièrement pour s'assurer que le processus de fabrication fournit des plaquettes de bonne performance.

La mesure de résistivité s'effectue dans une géométrie dans laquelle le semi-conducteur est formé en une croix à trois branches, comme montre sur la figure

La résistance se mesure dans une géométrie dite à « quatre fils » où le courant est injecté par des contacts différents de ceux utilisés pour la mesure s'affranchit des problèmes liés à la résistivité des contacts. la résistance R_{xx} est donc (nous utilisons l'indice xx pour montrer que la résistance est mesurée dans une direction parallèle à l'application du courant) :

$$R_{xx} = \frac{U_{xx}}{I} \quad (\text{III.1})$$

Elle est liée à la conductivité de la couche s via

$$R_{xx} = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{We} \quad \text{D'où } s = \frac{L}{R_{xx} We} \quad (\text{III.2})$$

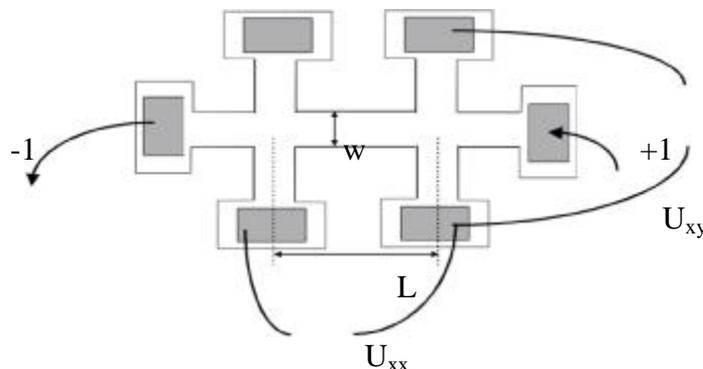


Figure III.1 : géométrie utilisée pour mesurer la résistivité et l'effet Hall dans les semi-conducteurs [14]

CAPITRE III

La connaissance de S permet de déduire la valeur du produit de la densité électronique et de la mobilité $n\mu_e$ mais la valeur des termes individuels la mesure de l'effet Hall permet de combler cette lacune en mesurant séparément la valeur de la concentration électronique. Pour mesurer l'effet Hall il suffit d'appliquer un champ magnétique perpendiculaire à la géométrie présentée sur la figure, et de mesurer la tension U_{xy} qui apparait. Cette tension peut être prédite par un argument classique.

Un porteur de charge voyageant dans le cristal sera soumis à deux forces :

Une force de Lorentz $F_l = q \cdot v \times B$ due à la dérive des porteurs et une force électrostatique $F = qE$ due à l'accumulation de porteurs aux bords de l'échantillon.

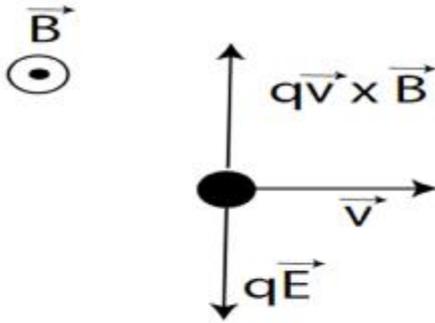


Figure III.2 : la force de Lorentz est compensée par la force électrostatique transverse due à l'accumulation de porteurs sur les bords de l'échantillon [14]

Un équilibre est atteint lorsque les deux forces sont égales :

$$q\vec{v} \times \vec{B} = q\vec{E} \quad (\text{III.3})$$

Il faut maintenant relier v , E aux grandeurs mesurables de l'expérience :

$$I = Jwt = qn\mu Ewt = nwtqv = nwt \frac{qE}{B} \quad (\text{III.4})$$

Et $U_{xy} = wE$. Finalement, on obtient :

$$U_{xy} = R_{xy}I \text{ Où } R_{xy} = \frac{B}{qnt} \quad (\text{III.5})$$

En conclusion, connaissant B , la mesure R_{xy} permet de déduire n .

CAPITRE III

III-1 MOBILITE DES SEMI-CONDUCTEURS

La mobilité est définie comme le rapport entre la vitesse d'un porteur et le champ électrique appliqué. Nous avons vu dans la théorie de Drude, qu'elle pouvait s'exprimer comme :

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad (\text{III.6})$$

Ce temps de relaxation τ provient de diverses origines

1. Collisions avec des phonons optiques,
2. Collisions avec des impuretés ionisées,
3. Collisions avec des phonons acoustiques.

Chacun de ces phénomènes va conduire à une mobilité dont la dépendance en température ou en fonction du dopage va être différente.

Prenons un exemple pratique : le GaAs faiblement dopé à température ambiante. Dans ces conditions, la collision avec les phonons optiques est le processus dominant avec un temps caractéristique de 0.2ps. la masse effective du GaAs étant de $m^* = 0.067m_0$, la mobilité a pour valeur :

$$\mu = \frac{1,5 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{-13}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 0,067} = 0,52 \text{ m}^2/\text{Vs} = 5200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

Qui est très proche de la valeur expérimentale.

III-2 TENDANCES GENERALES

1. La mobilité tend à augmenter lorsque la température diminue, sauf à très basse température où les électrons sont « piégés » par les impuretés.
2. En présence de différents processus de collision (ou diffusion), la règle de Mathiessen peut s'appliquer :

$$\mu^{-1} = \mu_{ac}^{-1} + \mu_{opt}^{-1} + \mu_{imp}^{-1} \quad (\text{III.7})$$

Où chaque indice se réfère à un des processus énumérés ci-dessus.

CONCLUSION GENERALE :

Le transport dans les semi conducteur constitue un domaine très vaste dans les caractérisations des dispositifs à semi-conducteur la considération du déplacement des électrons analogie à un fluide permet d'appliquer le transport ou l'équation de Boltzmann au flux électronique.

Les modélisations de Drude ont permis de donner des approximations acceptables de la mobilité. L'étude des influences du champ électrique et l'effet Hall correspondant permettent la caractérisation du semi-conducteur.

Le travail que nous avons entrepris ici était de revoir les concepts de base du transport électronique dans les semi-conducteurs et d'obtenir les formes de la mobilité, et la résistivité dans de pareil cas.

Cette étude est une formulation théorique de ces concepts.

Référence

- [1] Rachid khilil, Thèse de doctorat, université de Reims Champagne- Ardenne, (2005)
- [2] S. Datta et B. Das, Appel. Phys. Lett, 56 (7) (1990).
- [3] Gilles MARTEL, documentation I.D.I.L l'université de rouen, (2003).
- [4] Thierry MAILLOU, Thèse de doctorat, université de Strasbourg, (2001).
- [5] Henry MATHIAU, Massoon, Paris, (1998).
- [6] Bernard SAPOVAL. Claudine HERMANN, Copyrigt, Paris, (1990) 117-1131.
- [7] Francis Lévy, ISBN 2-88074-272-2, EPEL-Ecublens, CH-105 Lausanne, Suisse, (1995).
- [8] Selvain Reynal et all, école nationale supérieure de l'électronique et de ses applications (2007).
- [9] R. Castagné et all, Masson et CINET ENST, Paris, (1989).
- [10] S. Laval, Ecole d'été d'optoélectronique, (2002).
- [11] Gerald Bastard, Les éditions de physique, Paris, (1988).
- [12] Peter Y.YU, Manuel Gardona, Springer, (2001).
- [13] A. Chovet P. Masson, école polytechnique universitaire de MARSEILLE
Département Micro-électronique et Télécommunications
- [14] Jérôme Faist, Institut de physique, Université de Neuchâtel .Neuchatel, mai 2001

RESUME

Dans ce travail on s'est intéressée au transport électronique dans les semi-conducteurs. Sachant que la totalité des dispositifs électronique que eu matériaux semi conducteur sont basés sur un signal d'entrée et un signal de sortie caractérisant ce dispositifs de transport eu électrons ou eu trous joue un rôle primordial dans cette caractérisation de phénomène de diffusion de drift et l'équation de Boltzmann permettent de caractériser les courants, la mobilité et mettre en évidence l'effet Hall dans les semi-conducteurs.

MOTS-CLES : Semi-conducteur, transport dans les semi-conducteurs, ferromagnétique

ABSTRACT

In this work we have been interesteted on électronique transport in the semiconductor known that the hole electronic devices in semiconductor material are based on coming and ont signal which is considered as the characterzation of the devices the electron or hole transport play the primordial rôle in this characterization.the diffusion drift phénoména and Boltzmann equation let us to drive the corrent,mobility and let to hight the Hall effet in semiconductor.

KEY WODS : semiconductor, transport of semiconductor, ferromagnetic.

صخا م

في هذه الأطروحة اهتمنا بالانتقال الالكتروني في انصاف النواقل علما بان اغلبية المركبات الالكترونية المصنوعة من انصاف النواقل ترتكز على اشارة دخول و اشارة خروج تشكل ما يسمى بخصائص المركبات.

ان انتقال الالكترونات و الفراغات يلعب دورا اساسيا و مميزا في ظاهرة الانتشار و الترسيب باستعمال قانون

Boltzmann تسمح بوصف التيار الكهربائي.

الناقلية تزيد من وضوح وتأثير Hall في انصاف النواقل.

الكلمات المفتاحية: انصاف النواقل، الانتقال في انصاف النواقل، مغنطيسية حديدية.