CHAPITRE I :

ASPECTS FONDAMENTAUX SUR LE TRANSPORT DES PORTEURS DES CHARGES DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

I.1 Introduction

Les aspects fondamentaux sur les coefficients de transport des porteurs de charges des semi-conducteurs constituent un des domaines les plus importants de la physique. Les particules par leurs mouvements dans l'espace « transportent » des grandeurs : un courant électrique résulté par le déplacement des particules chargées dans un champ électrique appliqué (transport de charges), un courant de chaleur résulté par un transfert de l'énergie portée par les particules (transport de chaleur), etc.… Dans l'étude d'un phénomène de transport on cherche à clarifier le comportement dynamique des particules sous l'effet des paramètres qui rendent le système hors équilibre : champ électrique, gradient de température, gradient de la concentration des particules.

Beaucoup d'applications de semi-conducteur se basent sur des phénomènes de transport. Il est donc important de comprendre les mécanismes de transport dans les semi-conducteurs.

Donc l'objectif de ce chapitre est de modéliser les différents aspects de transport des porteurs de charge dans le semi-conducteur, qui contribuent à la circulation du courant électrique dans les semi-conducteurs sous l'action d'une force externe.

I.2 Généralité sur le transport des charges

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^{-18} s. Notons que le 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.

I.2.1 Mobilité des porteurs libres

Lorsqu'un champ électrique $\vec{\xi}$ est appliqué à un semi-conducteur, chaque porteur subit une force électrostatique $F = \pm q\vec{\xi}$ (+ pour le trous et - pour les électrons) et une force de frottement de type visqueux $(-f_r\vec{V}_d)$ qui décrit l'effet des collisions.

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 :

$$\mu_n = \frac{q\tau_r}{m_n} < 0 \qquad (I.1)$$

$$\mu_P = \frac{q\tau_r}{m_p} > 0 \qquad (I.2)$$

On obtient une mobilité négative pour les électrons. De nombreux ouvrages préfèrent considérer la mobilité en valeur absolue et écrivent donc $\vec{v}_{dn} = -|\mu_n|\vec{\xi}$.

En générale trois mécanismes influencent sur 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 ″heurtent″ 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 relaxation, c'est-à-dire l'inverse des mobilités :

$$\frac{1}{\mu_{tot}} = \frac{1}{\mu_{réseau}} + \frac{1}{\mu_{impuretés}} + \frac{1}{\mu_{surface}} + \cdots \qquad (I.3)$$

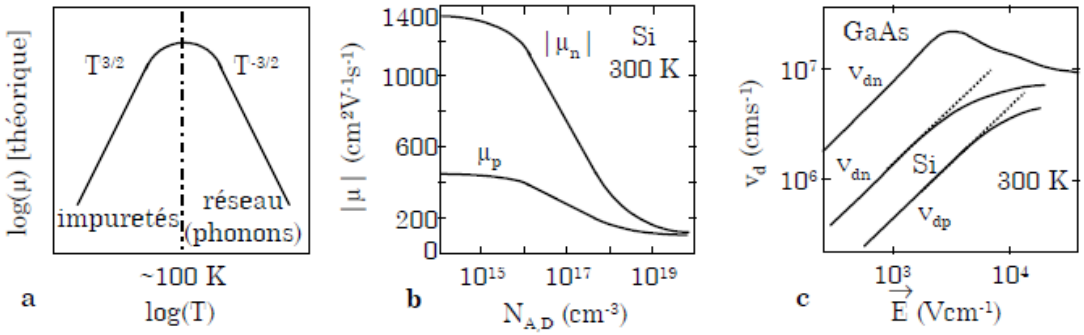


Figure I.1 Evolution de la mobilité **a**. en fonction de la température **b**. en fonction de la densité en impuretés. **c**. Evolution de la vitesse des porteurs avec le champ électrique applique [1].

La température influe sur la mobilité à travers τ_r, en commençant par les chocs avec le réseau de 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^{β}/N_{imp} ($\beta > 0$) où N_{imp} représente la densité en impuretés. Théoriquement β égal à 3/2. La figure (I.1.a) illustre ces influences de la température sur la mobilité.

Comme l'indique la figure (I.1.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″ 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 (Tréseau) et de celle des porteurs (T_n ou T_p). On obtient pour les électrons :

$$\mu_n = \mu_{n0}\sqrt{\frac{T_{réseau}}{T_n}} \qquad (I.4)$$

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 (I.4), on préfère utiliser les relations empiriques de la forme :

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0}}{1+f(\vec{\xi})} \qquad (I.5)$$

comme par exemple $\mu_n = \frac{\mu_{n0}}{[1+(\frac{E}{(E_C)^{\alpha}})]^{\frac{1}{\alpha}}}$ avec α =1 ou 2, E_C représente un champ ″critique″. La vitesse de saturation des porteurs est voisine de la vitesse thermique v_{th}. Pour le GaAs (et d'autre composés III-V) on observe une ″survitesse″. En effet, comme montré à la figure (I.2), 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 haute fréquences. [1]

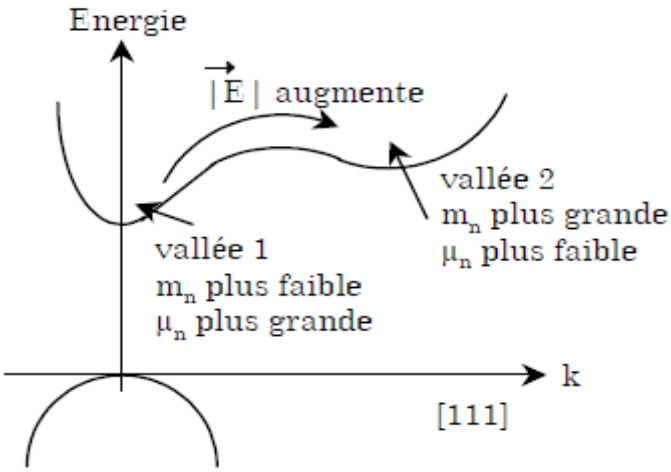


Figure I .2 sous fort champ électrique, les électrons du GaAs vont passer dans la deuxième vallée ou leur masse est plus grande donc leur mobilité plus faible. [1]

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

SC	E_G	$\|\mu_n\|$	μ_p	ε_n
Si	1.12	1400	500	11.9
Ge	0.7	3900	1900	16
GaAs	1.42	8500	400	13
InP	1.35	5000	150	12.4
AlAs	2.12	1200	400	13

Tableau I.l Mobilités des électrons, des trous et permittivités pour quelques semi-conducteurs. EG (J), μ_n et μ_p ($cm^2V^{-1}S^{-1}$).

I .3 Conduction et Conductivité

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 :

$$\vec{j}_n = -qn\vec{v}_{dn} \qquad (I.6)$$

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 :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = -qn\mu_n\vec{\xi} = qn|\mu_n|\vec{\xi} = \sigma_n\vec{\xi} \\ \vec{j}_p = qn\mu_n\vec{\xi} = \sigma_p\vec{\xi} \end{cases} \qquad (I.7)$$

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

$$\sigma_n = qn|\mu_n| = \frac{q^2 n \tau_r}{m_n} > 0 \qquad (I.8)$$

De même pour les trous :

$$\sigma_p = qp\mu_{np} = \frac{q^2 p \tau_r}{m_p} > 0 \qquad (I.9)$$

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

$$\vec{j}_{tot} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = (\vec{\sigma}_n + \vec{\sigma}_p)\vec{\xi} = \sigma_{tot}\vec{\xi} \qquad (I.10)$$

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 (I.16) devient, en valeur absolue :

$$j_{tot} = \sigma_{tot}\frac{V}{L} \qquad (I.11)$$

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

$$I = s\sigma_{tot}\frac{V}{L} = \frac{1}{R}V \qquad (I.12)$$

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

$$R = \frac{1}{\sigma_{tot}}\frac{L}{S} = \frac{1}{(qn|\mu_n|+qp\mu_p)}\frac{1}{S} \qquad (I.13)$$

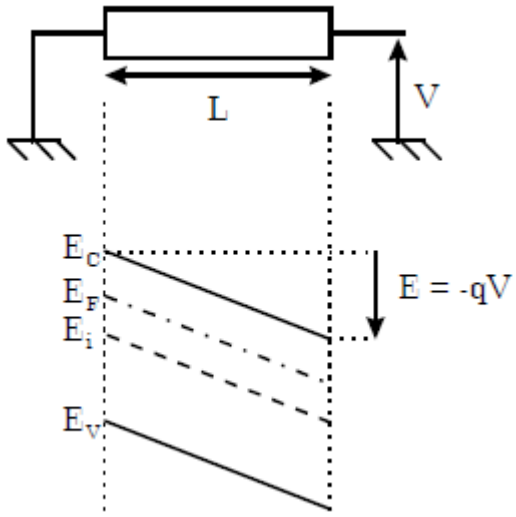


Figure I.3. Application d'une différence de potentiel aux bornes d'un semi-conducteur homogéne et diagramme de bandes correspondant.

Le champ électrique ,en tout point x,vaut ;

$$\xi_x = -\frac{dV}{dx} = \text{constante} = -\frac{V}{L} \qquad (I.14)$$

La figure (I.3) 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, on peut utiliser la statistique de Fermi-Dirac et donc l'équation (I.14) ; on exprime donc la densité d'électrons lorsqu'on applique un champ électrique pas trop intense :

$$n(\vec{r}) = N_c \exp\left(-\frac{E_c(\vec{r})-E_F(\vec{r})}{KT}\right) = \text{constante} = n_0 \qquad (I.15)$$

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

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

$$\begin{cases} \overrightarrow{\text{flux}_n} = -D_n \overrightarrow{\text{grad}}(n) \\ \overrightarrow{\text{flux}_p} = -D_p \overrightarrow{\text{grad}}(p) \end{cases} \qquad \text{(I.16)}$$

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

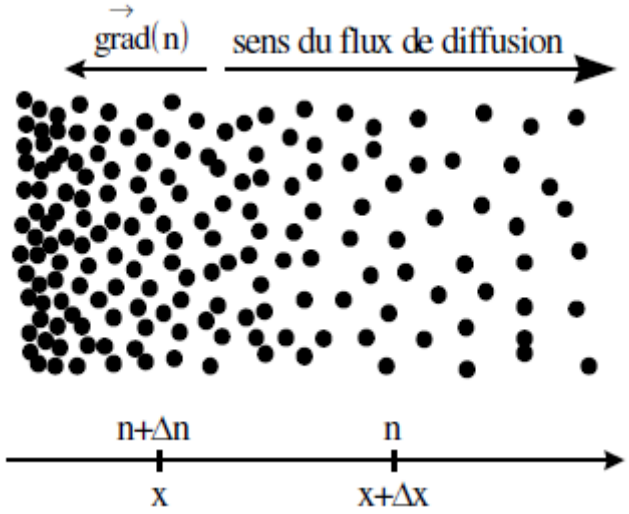


Figure I.4.Le gradient de concentration en électrons engendre une diffusion de ces électrons vers la zone la moins concentrée.

Le courant de diffusion s'écrit à partir des équations (I.16) :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = (-q)\overrightarrow{\text{flux}_{n_n}} = -qD_n \overrightarrow{\text{grad}}(n) \\ \vec{j}_p = q\overrightarrow{\text{flux}_{p_p}} = -qD_p \overrightarrow{\text{grad}}(p) \end{cases} \qquad \text{(I.17)}$$

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 (I.16)) et la conduction électrique (équation (I.13)). Puis avec le même raisonnement, on peut écrire la densité de courant des trous :

$$\begin{cases}\vec{J}_n = \vec{J}_{nconduction} + \vec{J}_{ndiffusion} = q\left(n|\mu_n|\vec{\xi}\right) + D_n\overrightarrow{grad}(n) \\ \vec{J}_p = \vec{J}_{pconduction} + \vec{J}_{pdiffusion} = q\left(pn|\mu_n|\vec{\xi}\right) + D_p\overrightarrow{grad}(p)\end{cases} \quad (I.18)$$

Les flux de porteurs ont pour expression :

$$\begin{cases}\overrightarrow{flux_n} = \overrightarrow{flux_{nconduction}} + \overrightarrow{flux_{ndiffusion}} = -n|\mu_n|\vec{\xi} - D_n\overrightarrow{grad}(n) = n\mu_n\vec{\xi} - D_n\overrightarrow{grad}(n) \\ \overrightarrow{flux_p} = \overrightarrow{flux_{pconduction}} + \overrightarrow{flux_{pdiffusion}} = p\mu_p\vec{\xi} - D_p\overrightarrow{grad}(p)\end{cases} \quad (I.19)$$

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 = μkT/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 (I.23) se réécrit :

$$\vec{J}_n = q\left(n(\vec{r})|\mu_n|\vec{\xi} + D_n\overrightarrow{grad}(n(\vec{r}))\right) \quad (I.20)$$

L'équation (I.7) permet d'écrire $\overrightarrow{grad}(n(\vec{r})) = \left(\frac{q}{KT}\right)n(\vec{r})\overrightarrow{grad}(V(\vec{r}))$ et, en remplaçant le champ électrique par $-\overrightarrow{grad}(V(\vec{r}))$, on trouve pour l'équation (I.25) :

$$n(\vec{r})|\mu_n|\overrightarrow{grad}\left(V(\vec{r})\right) = D_n\frac{q}{KT}n(\vec{r})\overrightarrow{grad}(V(\vec{r})) \quad (I.21)$$

qui permet d'exprimer Dn :

$$D_n = |\mu_n|\frac{KT}{q} > 0 \quad (I.22)$$

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

$$D_P = \mu_P\frac{KT}{q} > 0 \quad (I.23)$$

I .5 Courant de déplacement

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

$$\vec{J}_{depl} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (I.24)$$

Ou $\vec{D} = \varepsilon_{sc}\vec{\xi} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{\xi}$ est le vecteur déplacement électrique. En régime alternatif, si on écrit$\vec{\xi} = \vec{\xi}_0\exp(iwt)$, le courant de déplacement sera :

$$\vec{J}_{dépl} = i\omega\varepsilon_{sc}\vec{\xi} \quad (I.25)$$

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.

I.6 Mobilité de dérive dans le champ électrique

La connaissance des mobilités des porteurs de charge dans un semi-conducteur est d'une importance capitale pour le transport du courant.

Le tableau (I.2) nous donne quelques valeurs de ce paramètre pour différents semi-conducteurs. D'après ce tableau, on remarque que les meilleures mobilités sont obtenues avec InSb et GaAs, malheureusement la faible largeur de la bande interdite de ces matériaux interdit leur emploi à température ordinaire. Pour éclairer ce dernier point, il est utile de voir du coté de la température critique.

La température pour laquelle un semi-conducteur dopé se transforme en un semi-conducteur intrinsèque est dite température critique. Donc, la température critique dépend de la concentration de l'impureté : plus la concentration de l'impureté est grande, plus la température critique est élevée, elle est d'autant plus élevée que la bande interdite est plus large.

	Si	GaAs	GaN	InSb
Mobilités des électrons (μ_e cm2/Vs)	1350	8500	1200	7800
Mobilités des trous (μ_h cm2/Vs)	450	400	~200	850
Vitesse de saturation (v_{sat} cm/s)	$1x10^7$	$2x10^7$	$3x10^7$	$6x10^7$
Largeur de bande interdite (E_g eV)	1.12	1.42	3.41	0.17
Constante diélectriques relatives (ε_r)	11.8	12.8	9	17.7
Champ de claquage (E_b V/m)	$3x10^5$	$5x10^5$	$5x10^5$	$1x10^5$

Tableau I.2 : Propriétés électriques des principaux Semi Conducteurs à T=300°K [7]

I.6.1 Variation de la mobilité en fonction de différents facteurs :

Dans un réseau cristallin périodique idéal, les porteurs de charge dans le cristal, ne sont soumis à aucune interaction. Chaque déviation de la périodicité du cristal est conditionnée par des processus de diffusion, à partir desquels, va s'établir par la suite l'état d'équilibre. Dans ce qui suit, on va donner une représentation simple des processus de diffusion possibles et de la mobilité avec une série de facteurs parmi lesquels la température, la concentration des impuretés

etc…, parce que lors de l'élaboration des dispositifs à semi-conducteurs, on doit tenir compte de la variation de la mobilité en fonction de ces facteurs.

I.6.1.1 Variation de la mobilité avec la concentration des impuretés

Le temps de libre parcours moyen est inversement proportionnel à la fréquence des interactions, donc à la probabilité de collision par unité de temps. A chaque type de collision on peut associer un temps de libre parcours moyen :

$\tau_{p,h}$: Interaction sur les phonons

$\tau_{d,f}$: Interaction sur les défauts du réseau

τ_{imp} : Interaction sur les impuretés ionisées.

Si les trois modes d'interaction sont indépendants, leur probabilité s'additionne donc :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{p,h}} + \frac{1}{\tau_{d,f}} + \frac{1}{\tau_{imp}} \qquad \text{(I.3.1)}$$

Si la densité des impuretés (nombre d'impuretés par unité de volume) augmente, la fréquence des chocs sur ces dernières augmente, τ_{imp} diminue et la mobilité décroit [5].

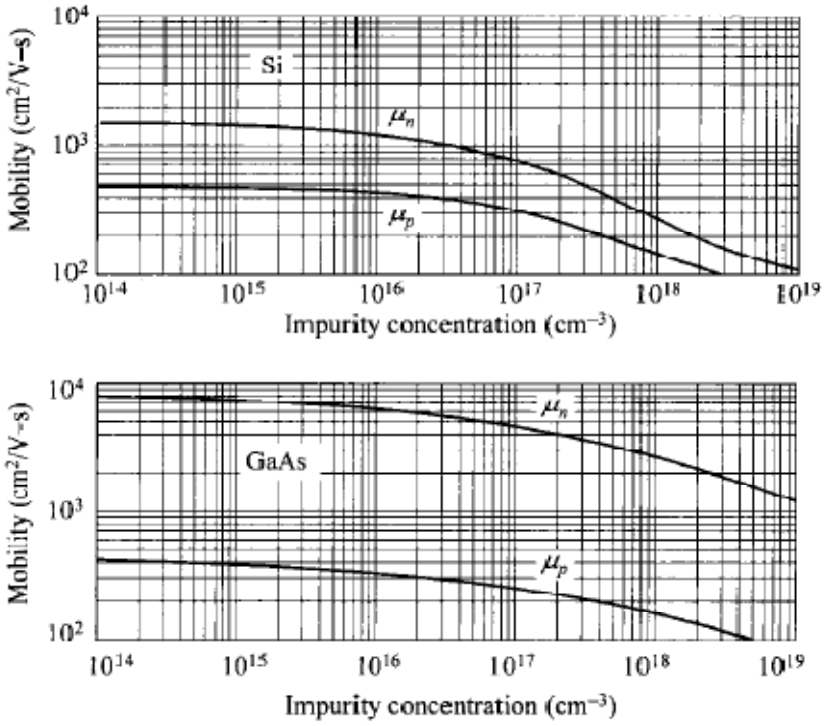


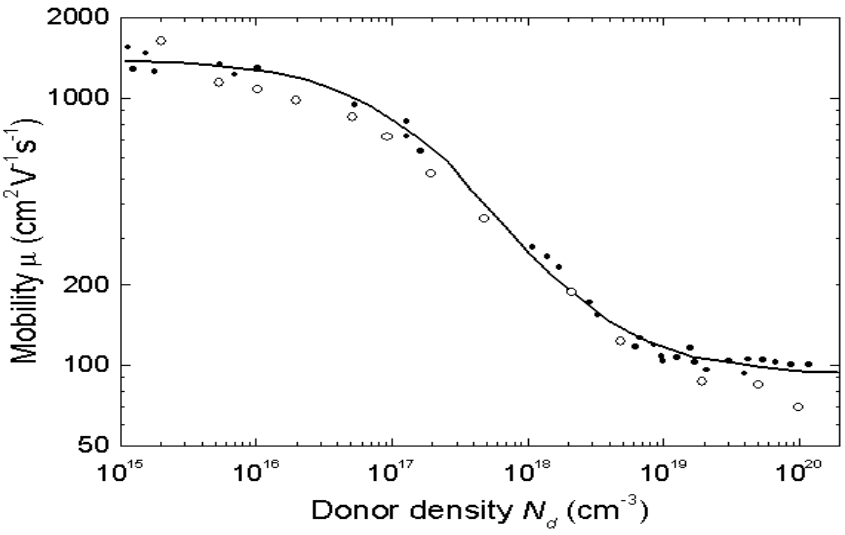
Figure I.5 : Variation de la mobilité en fonction de la concentration des impuretés [2]

I.6.1.2 Variation de la mobilité avec la température et le dopage

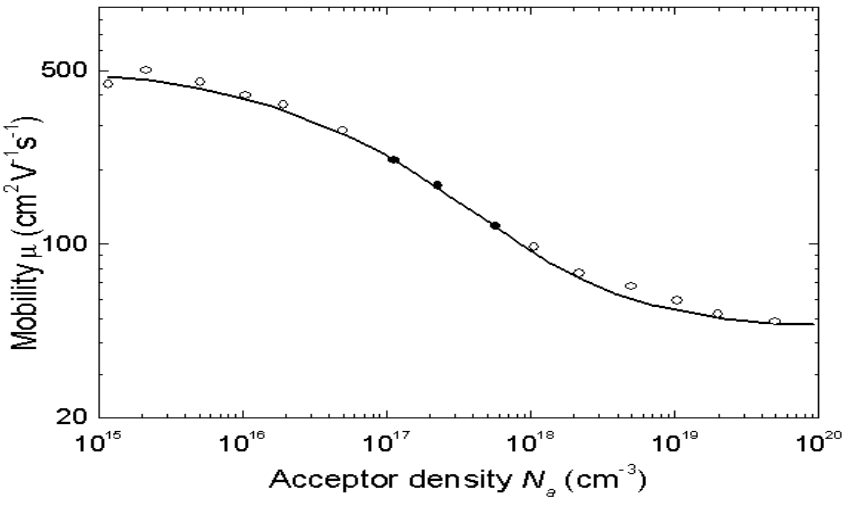
Les mobilités μ_p et μ_n dépendent de manière complexe de la nature et de la fréquence des interactions ou collision, de diverse nature, que subissent les porteurs tout au long de leur trajectoire dans le cristal. Ces collisions trouvent principalement leur origine dans les vibrations thermique du réseau cristallin et dans les déviations de trajectoire qu'imposent aux porteurs la proximité de centres d'impuretés ionisés. Ainsi, les mobilités dépendent-elles, outre de la nature

du cristal, de la concentration des impuretés et de la température. Ainsi, pour le Silicium, les variations de la résistivité ρ en fonction des concentrations d'impuretés reflètent une diminution des mobilités des porteurs majoritaires dans les cristaux fortement dopés. Cette réduction de mobilité par interaction avec les centres d'impuretés ionisés affecte de manière similaire les porteurs minoritaires comme l'indiquent les courbes de la figure (I.5). [4]

L'accroissement de la température entraine une réduction de la mobilité, la figure (I.6) illustre ce point.



(a)



(b)

Figure I.6 : Variation de la mobilité en fonction du dopage (a) Mobilité des électrons, (b) Mobilité des trous [6]

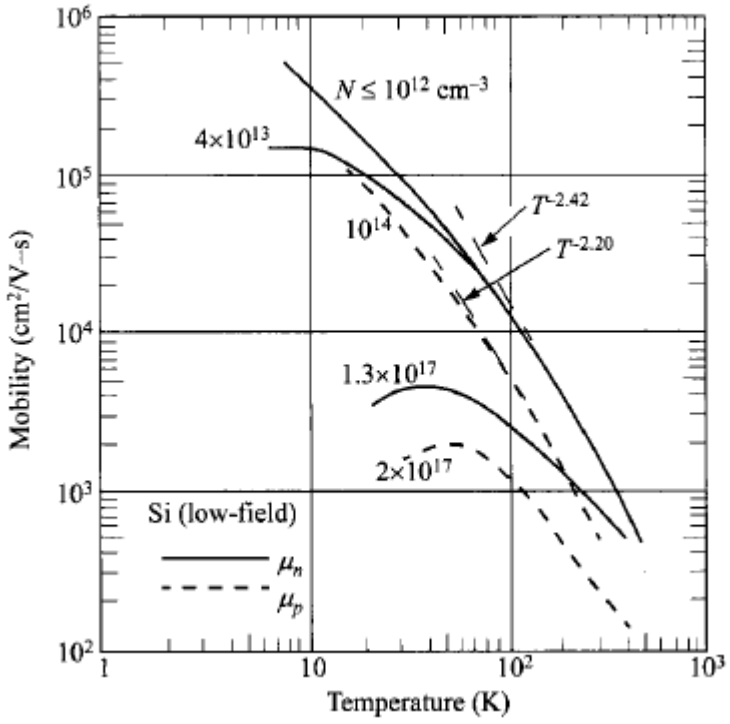


Figure I.6 : Variation de la mobilité en fonction de la température [2]

I.6.1.3 Variation de la mobilité avec le champ électrique

I.6.1.3.a les champs faible

Aux champs faibles, la vitesse de dérive dans un semi-conducteur est proportionnelle au champ électrique et la constante de proportionnalité est nommée la mobilité qui est indépendante du champ électrique [2].

I.6.1.3.b les champs intenses

La relation de proportionnalité établie entre le champ électrique et la vitesse des porteurs n'est pas valable que dans le cas des champs électriques modérés. Si l'intensité du champ augmente fortement (E > 10^3 V/cm) il apparait un phénomène de saturation de la vitesse des électrons. Cette saturation est due à la multiplication des collisions entre les électrons et les atomes du réseau cristallin. Dans le cas du Silicium et du nitride de galium (GaN) la vitesse des électrons peut être approximée par les formules suivantes [5]:

$$V_n = \frac{V_S}{\left[1 + \left(\frac{E_0}{E}\right)^{\gamma}\right]^{\frac{1}{\gamma}}} \qquad (I.3.2)$$

à T=300 K $\begin{cases} V_s = 10^7 cm/s \\ E_0 = 710^3 V/cm \end{cases}$

Dans le cas de L'Arséniure de Gallium le phénomène de champs fort se traduit par une diminution de la vitesse pour des valeurs de champ supérieures à la valeur critique $E_C = 3.5\ 10^3$

V/cm. Ce phénomène est du à la structure de bandes d'énergie particulières de l'AsGa et est utilisé pour réaliser des dispositifs à résistance négative en microondes.

Les relations vitesse-champ électrique pour les électrons et les trous de l'AsGa et du Si sont données à la figure **(**I.7).

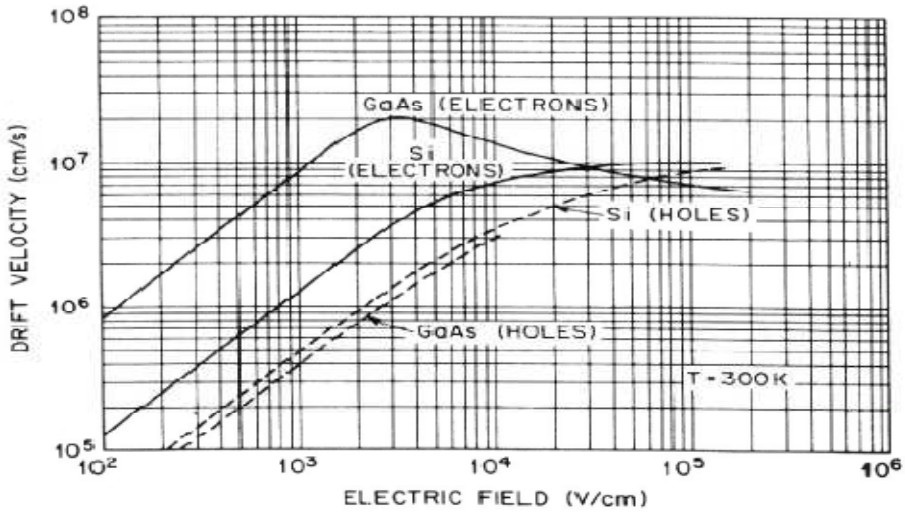


Figure I.7 : Variation de la vitesse d'entrainement en fonction du champ électrique [2]

I.6.2 Les modèles de la mobilité

I.6.2.1 Modèle de KLAASSEN

A. La variation de la mobilité en fonction du dopage

La mobilité des porteurs de charge pour les deux types de semi-conducteur (P, N) est exprimée par la relation suivante [8]:

$$\mu = \mu_{min} + \frac{\mu_{max} - \mu_{min}}{1 + (N/N_{ref1})^{\alpha_1}} - \frac{\mu_i}{1 + (N_{ref2}/N)^{\alpha_2}} \qquad (I.3.3)$$

Paramètres pour le Si	Si type N	Si Type P
μ_{max} ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	1414	470.5
μ_{min} ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	68.5	44.9
μ_i	56.1	29
N_{ref1}	$9.2\ 10^{16}$	$2.23\ 10^{17}$
N_{ref2}	$3.41\ 10^{20}$	$6.1\ 10^{20}$
α_1	0.711	0.719
α_2	1.98	2

Tableau I.2 : paramètres de Fitte de Modèle de KLAASSEN pour le Si [9]

B. La variation de la mobilité en fonction de la température

La variation de la mobilité en fonction de la température est donnée par la relation suivante :

$$\mu_{i,L} = \mu_{max}\left(\frac{300}{T}\right)^{\theta i} \qquad (I.3.4)$$

Où $\mu_{i,L}$ est la mobilité due aux phonons acoustique.

L'indice < i > désigne le type des porteurs.

La valeur de coefficient θ_i est définie pour les deux types de porteurs.

θ_i=2.247 pour un semi-conducteurs de type P.

θ_i=2.285 pour un semi-conducteurs de type N.

I.6.2.2 Modèle de LETURCQ

Le modèle LETURCQ permet de calculer les variations de la mobilité en fonction du dopage et en fonction des niveaux d'injection [9].

$$\mu_I = \frac{AT^{3/2}}{N}\left[\ln\left(1+\frac{BT^2}{N}\right)-\frac{BT^2}{N+BT^2}\right]^{-1} \qquad (I.3.5)$$

μ_I : mobilité des impuretés.

N : concentration des dopants.

A et *B* sont des paramètres dépendant de la nature des dopants.

$$\mu_L = \mu_{L0}\left(\frac{T}{300}\right)^{-\alpha} \qquad (I.3.6)$$

μ_L : c'est la mobilité des porteurs dans le réseau cristallin *L=lattice*.

Paramètres pour le Si	Type N	Type P
μ_{L0} ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	1430	495
A	2.2	2.2
A ($cm^{-1}.V^{-1}.s^{-1}.K^{-3/2}$)	$4.61\ 10^{17}$	10^{17}
B ($cm^{-3}.K^{-2}$)	$1.52\ 10^{15}$	$6.25\ 10^{14}$

Tableau I.3 paramètres de Fitte de Si pour le modèle de LETURCQ [8]

I.6.2.3 Modèle d'ARORA

Le modèle d'ARORA permet de calculer la variation de la mobilité en fonction du dopage et de la température [7].

$$\mu = \mu_{min} + \frac{\mu_d}{1 + \left(\frac{N_i}{N_0}\right)^{A^*}} \qquad (I.3.7)$$

$$\mu_{min} = A_{min}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_m} \qquad (I.3.8)$$

$$\mu_d = A_d\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_d} \qquad (I.3.9)$$

$$N_0 = A_N\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_N} \qquad (I.3.10)$$

$$A^* = A_a\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_a} \qquad (I.3.11)$$

Où $N_i=N_A+N_D$ noté la concentration total des ions d'imputées.

T_0=300°K et T c'est la température de réseau.

On utilise la technique d'optimisation par courbes pour extraire les paramètres de modèle d'ARORA comme il est illustré dans le tableau I.4 pour le cas de GaN, les 8 paramètres de modèles peuvent êtres calculé par exemple de l'équation (I.3.10)

$$\alpha_N = log\left(\frac{N_0}{A_N}\right)/log\left(\frac{T}{T_0}\right) \qquad (I.3.12)$$

A_{min} ($cm^2V^{-1}S^{-1}$)	88
α_m	-0.67
A_d ($cm^2.V^{-1}.S^{-1}$)	2200
α_d	-4
A_N ($cm^2.V^{-1}.S^{-1}$)	$1.25x10^{17}$
α_N	1.9
A_a	0.98
α_a	-0.15

Tableau I.4 paramètres de Fitte de GaN pour le modèle d'ARORA [6].

I.7 Résistivité électrique

La résistivité représente la capacité à s'opposer à la circulation du courant électrique, autrement dit c'est l'inverse de la conductivité.

Donc la résistivité peut s'écrit:

$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{(nq\mu_n + pq\mu_p)}$ L'équation (I.4.1) peut aussi réduit à :

- Pour un semi-conducteur type n : $\rho = \frac{1}{nq\mu_n}$ (I. 4.1)
- Pour un semi-conducteur type p :

$$\rho = \frac{1}{pq\mu_p} \qquad (I.\,4.3)$$

Donc la résistivité dépend donc de la concentration des porteurs de charge et de leur mobilité, c'est pour cette raison, que la variation thermique de la résistivité électrique dépend de la manière dont la mobilité et la concentration des porteurs de charge varient en fonction de la température.

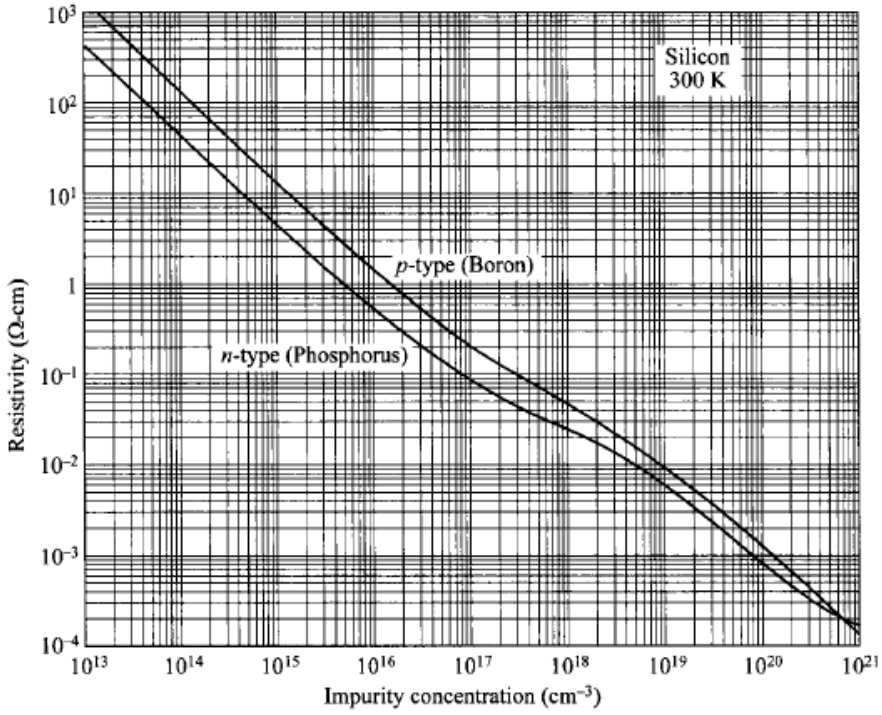


Figure I.8 : Variation de la résistivité en fonction de la concentration des porteurs de charge à *T*=300 K. [2]

I.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons discuté les aspects fondamentaux sur les coefficients de transport des porteurs de charge dans les semi-conducteurs. On a aussi discuté les courants dans les semi-conducteurs et conductivités et conductions qui résultent du déplacement des porteurs de charges sous l'action d'une force externe. Nous avons étudié qualitativement la mobilité et ses variations avec une série de facteurs (dopage, température, champ électrique,…) et on a donné les expressions existées dans la bibliographie qui la modélisent.