

Chapitre 7

Les semiconducteurs

7.1 Propriétés générales des semiconducteurs

7.1.1 Semiconducteurs et isolants

Comme nous l'avons vu au § 5.5, la structure de bande d'un solide ensemble avec son remplissage (nombre d'électrons par maille) permet de faire la différence entre un isolant et un métal. Dans l'état fondamental d'un **isolant** les bandes sont ou complètement remplies ou complètement vides, par contre dans un **métal** au moins l'une des bandes est partiellement remplie. Cette distinction est représentée schématiquement dans la Fig. 7.1, où les zones hachurées représentent les états occupés.

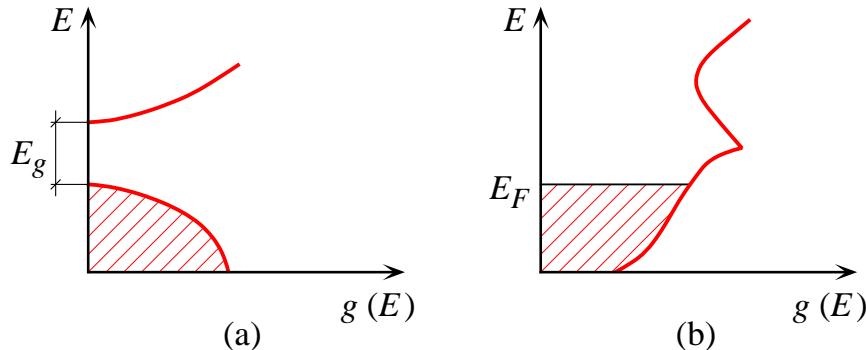


FIGURE 7.1 – Densité d'état $g(E)$ pour un isolant (a) et un métal (b). Dans un isolant il existe une bande interdite, de largeur E_g , qui sépare les états occupés (zone hachurée) des états vides à $T = 0$. Dans un métal l'énergie de Fermi, E_F , se trouve dans une bande d'énergie permise.

A température finie, dans un isolant il existe une probabilité non nulle qu'une fraction des électrons soit excitée thermiquement, à travers la bande interdite, dans les états inoccupés de la bande d'énergie supérieure, en faisant apparaître des trous dans la bande d'énergie inférieure. Dans ces conditions l'isolant peut avoir une conductivité σ non nulle, c'est la raison pour laquelle la bande d'énergie supérieure, initialement vide, est dite **bande de conduction** et la bande d'énergie inférieure est dite **bande de valence**. La valeur de σ dépend de $k_B T$ et de la largeur E_g de la bande interdite (E_g = "energy gap"). Nous montrerons plus loin que la fraction d'électrons excités est de l'ordre de

$$\exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (7.1)$$

Nous reportons dans le tableau ci-dessous la fraction d'électrons excités à température ambiante en fonction de E_g

E_g	fraction e^- excités	type de solide
4 eV	10^{-35}	isolant
2 eV	10^{-17}	limite
0.25 eV	10^{-2}	semiconducteur

Pour $E_g = 4$ eV, la fraction d'électrons excités est si faible que pratiquement la conductivité est nulle, c'est le comportement d'un isolant. Par contre pour $E_g = 0.25$ eV, une fraction appréciable des électrons est excitée, le solide dont la conductivité était nulle à $T = 0$ acquiert une **conductivité qui croît avec la température** car le nombre de porteurs de charge augmente. C'est le comportement typique d'un **semiconducteur**. La distinction entre semiconducteurs et isolants n'est pas absolument nette, on considère qu'un solide est un semiconducteur si $E_g \leq 2$ eV.

Les semiconducteurs peuvent être des éléments comme Ge ou Si, mais ils peuvent aussi être des composés tels que SiC, Cu₂O, GaAs. Leurs propriétés sont profondément modifiées par la présence d'impuretés, de défauts, ou d'écart par rapport à leur composition exacte. Les propriétés d'un cristal parfait ou d'un composé dont la composition est exacte sont dites **propriétés intrinsèques**. L'effet d'impuretés ajoutées au semiconducteur, ou de défauts, donne lieu à des **propriétés extrinsèques**.

La conductivité d'un semiconducteur est essentiellement due aux porteurs de charge (électrons) dans la bande de conduction et aux trous créés dans la bande de valence sous l'effet des impuretés ou par excitation des

électrons dans la bande de conduction. Elle s'écrit

$$\sigma = \frac{ne^2\tau_e}{m_e} + \frac{pe^2\tau_h}{m_h} \quad (7.2)$$

où n est la densité d'électrons dans la bande de conduction, τ_e le temps de relaxation des électrons dans cette bande et m_e leur masse effective. p , τ_h , m_h représentent les grandeurs correspondantes pour les trous dans la bande de valence.

Pour un semiconducteur, la valeur de la conductivité en fonction de T est dominée par le comportement de $n(T)$ et $p(T)$ ($n = p$ pour un semiconducteur intrinsèque), car le temps de relaxation varie plus faiblement avec la température que les deux densités. Ce comportement est très différent de celui d'un métal pour lequel la densité électronique n est constante, l'effet de la température σ dépendant entièrement de la variation du temps de relaxation.

Expérimentalement, la conductivité d'un semiconducteur varie comme indiqué dans la Fig. 7.2. A haute température le comportement est dominé par les effets intrinsèques, la pente de la variation linéaire de $\ln \sigma$ en fonction de $1/T$ permet de déterminer la largeur de la bande interdite

$$\ln \sigma \propto \ln n_i \propto -\frac{E_g}{2k_B T} \quad (7.3)$$

Le comportement à plus basse température est profondément influencé par les impuretés (voir explication plus loin).

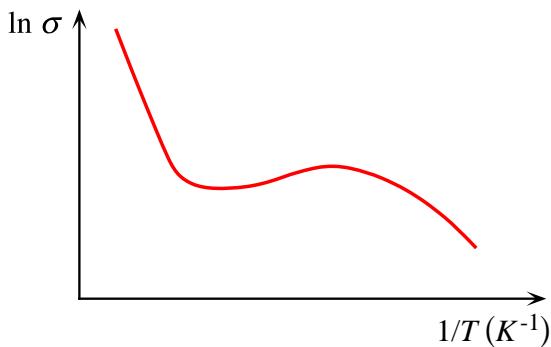


FIGURE 7.2 – Comportement typique de la conductibilité électrique σ d'un semiconducteur en fonction de T . La variation linéaire de $\ln \sigma(1/T)$ à haute température est due aux effets intrinsèques. L'augmentation à température intermédiaire et la deuxième diminution lorsque T décroît sont dus aux impuretés (effet extrinsèque).

7.1.2 La bande interdite, propriétés optiques

La conductivité intrinsèque et de nombreuses propriétés des semiconducteurs dépendent fortement de la largeur de leur bande interdite. Nous donnons dans la Table 7.1 la valeur de E_g pour plusieurs semiconducteurs et quelques isolants.

Crystal	Gap	E_g , eV		Crystal	Gap	E_g , eV	
		0 K	300 K			0 K	300 K
Diamond	i	5.4		HgTe ^{a)}	d	-0.30	
Si	i	1.17	1.11	PbS	d	0.286	0.34-0.37
Ge	i	0.744	0.66	PbSe	i	0.165	0.27
α Sn	d	0.00	0.00	PbTe	i	0.190	0.29
InSb	d	0.23	0.17	CdS	d	2.582	2.42
InAs	d	0.43	0.36	CdSe	d	1.840	1.74
InP	d	1.42	1.27	CdTe	d	1.607	1.44
GaP	i	2.32	2.25	ZnO		3.436	3.2
GaAs	d	1.52	1.43	ZnS		3.91	3.6
GaSb	d	0.81	0.68	SnTe	d	0.03	0.18
AlSb	i	1.65	1.6	ACl		—	3.2
SiC(hex)	i	3.0	—	AgI		—	2.8
Te	d	0.33	—	Cu ₂ O	d	2.172	—
ZnSb		0.56	0.56	TiO ₂		3.03	—

TABLE 7.1 – Nature et largeur de la bande interdite. *i* correspond à un "gap" indirect et *d* à un "gap" direct. ^{a)}HgTe est un semi-métal, les bandes de valence et de conduction se recouvrent.

Les semiconducteurs simples proviennent de la colonne IV du tableau périodique, Si, Ge étant les deux éléments les plus importants. Le carbone, sous forme diamant, est un isolant. Une classe importante de semiconducteurs sont les composés formés d'un élément de la colonne III et d'un élément de la colonne V, les III–V, le plus important du point de vue technologique étant le GaAs. D'autres semiconducteurs sont dits II–VI, car formés d'éléments de la colonne II et VI : CdS, ZnO, etc.

On distingue les semiconducteurs qui ont un "**gap direct**" (notés *d* dans la Table 7.1) et ceux qui ont un "**gap indirect**" (notés *i*). Leur structure de bande est représentée schématiquement dans la Fig. 7.3

La largeur de la bande interdite peut être mesurée de diverses façons, on peut en particulier utiliser les **mesures d'absorption optique**. A basse

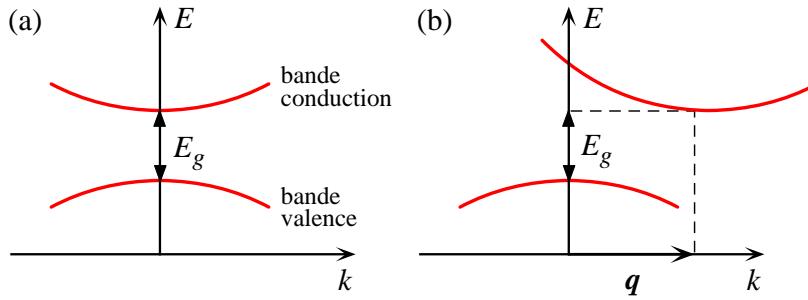


FIGURE 7.3 – Structure de bande schématique d'un semiconducteur à gap direct (a) et à gap indirect (b). Lors d'une transition optique via un photon, en (a) le seuil d'absorption optique est égal à $\omega = E_g/\hbar$, en (b) il est donné par $E_g/\hbar \pm \omega(\mathbf{q})$, car il faut tenir compte du phonon de vecteur d'onde \mathbf{q} et d'énergie $\hbar\omega(\mathbf{q})$ pour assurer la conservation de la quantité de mouvement du cristal.

température il y a très peu de porteurs de charges dans un semiconducteur intrinsèque, les semiconducteurs sont transparents au rayonnement IR. Ils ne deviennent absorbants que lorsque des transitions interbandes sont excitées, soit lorsque l'énergie du photon est suffisante pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction. On s'attend donc à observer un seuil d'absorption, qui permet de déterminer la largeur de la bande interdite. Dans le cas d'un semiconducteur à gap direct, l'énergie du photon est directement reliée à la largeur de la bande interdite,

$$\hbar\omega = E_g$$

Dans le Si, le Ge où le gap est indirect, il faut satisfaire la conservation de l'énergie et du "crystal momentum" \mathbf{k} (voir Fig. 7.3 (b)). Ceci n'est possible que si un phonon d'énergie $\hbar\omega(\mathbf{q})$ et de vecteur d'onde \mathbf{q} participe à la transition en fournissant le "crystal momentum" qui manque.

A basse température, où il y a peu de phonons dans le cristal, la transition n'est possible que si l'énergie du photon est suffisante pour exciter un électron dans la bande de conduction et créer un phonon

$$\hbar\omega = E_g + \hbar\omega(\mathbf{q})$$

Le seuil d'absorption apparaît donc pour une fréquence

$$\omega = \frac{E_g}{\hbar} + \omega(\mathbf{q})$$

La transition est cependant peu intense (processus à 3 corps : photon, électron, phonon) jusqu'à ce qu'une transition verticale ($\mathbf{q} = 0$) soit possible.

A plus haute température un phonon du cristal peut participer à la transition, le seuil d'absorption est alors donné par

$$\omega = \frac{E_g}{\hbar} \pm \omega(q) \quad (7.4)$$

où le signe – correspond au cas où un phonon du cristal est annihilé lors de la transition.

A titre d'exemple nous donnons dans la Fig. 7.4 la partie imaginaire de la constante diélectrique du Ge. En-dessous de 0.7 eV, le Ge est transparent ($\epsilon_2 \approx 0$), une absorption interbande apparaît proche de 0.7 eV, mais elle reste faible jusqu'à ce qu'une transition "verticale" ($q = 0$) soit possible vers 1.5 eV.

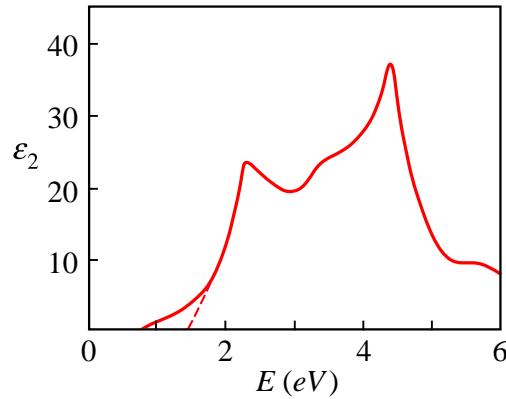


FIGURE 7.4 – Partie imaginaire de la constante diélectrique du Ge.

7.2 La structure de bande de Si, Ge, GaAs

Les propriétés électroniques des semiconducteurs sont déterminées par le petit nombre d'électrons excités dans la bande de conduction et par les trous ainsi créés dans la bande de valence. Les électrons excités se trouvent dans les niveaux électroniques situés au bas de la bande de conduction, les trous étant dans les niveaux électroniques situés en haut de la bande de valence. Ceci permet d'approximer l'énergie des bandes par une forme quadratique

$$E_c(\mathbf{k}) = E_c + \hbar^2 \left(\frac{k_1^2}{2m_{e1}} + \frac{k_2^2}{2m_{e2}} + \frac{k_3^2}{2m_{e3}} \right) \quad (7.5)$$

$$E_v(\mathbf{k}) = E_v - \hbar^2 \left(\frac{k_1^2}{2m_{h1}} + \frac{k_2^2}{2m_{h2}} + \frac{k_3^2}{2m_{h3}} \right) \quad (7.6)$$

où les axes 1, 2, 3 correspondent aux directions principales de l'inverse du tenseur de masse effective, introduit au chapitre 6. $E_c(\mathbf{k})$ est l'énergie de la bande de conduction, E_c étant l'énergie minimum de la bande. De même $E_v(\mathbf{k})$ est l'énergie au sommet de la bande de valence, E_v étant l'énergie maximum de cette bande. Les relations (7.5) et (7.6) impliquent que les surfaces d'énergie constante sont des ellipsoïdes.

7.2.1 Structure de bande du Ge et du Si

La structure de bande des éléments de la colonne IV du tableau périodique (C, Si, Ge) est étroitement liée au fait que ces atomes ont des orbitales de valence à moitié remplies et à leur structure cristalline (voir Chap. 1). Les atomes de C, Si et Ge ont, respectivement, la structure électronique $1s^2 2s^2 2p^2$, [Ne] $3s^2 3p^2$ et [Ar] $3d^{10} 4s^2 4p^2$, ils possèdent donc 4 électrons de valence et forment des liaisons covalentes. Leur structure cristalline est celle du diamant, chaque atome est relié à 4 voisins situés sur les sommets d'un tétraèdre entourant l'atome central (voir Chap. 1). Ceci suggère de former à partir des fonctions d'onde atomiques $2s$, $2p_x$, $2p_y$, $2p_z$ (cas du carbone) 4 nouvelles fonctions d'onde obtenues par combinaison linéaire des orbitales atomiques $2s$ et $2p$. Ces nouvelles orbitales hybrides sp^3 pointent vers les 4 sommets d'un tétraèdre et permettent de maximiser le recouvrement entre les orbitales atomiques de 2 atomes voisins. Dans l'esprit de l'approximation des liaisons fortes, on peut se représenter la formation des bandes pour les éléments de la colonne IV selon le schéma donné à la Fig. 7.5.

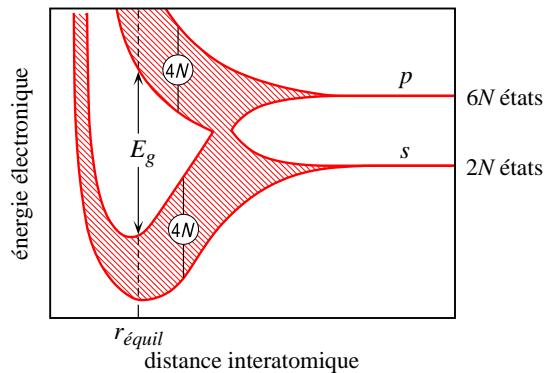


FIGURE 7.5 – Comportement schématique des bandes d'énergie en fonction de la distance interatomique pour un semiconducteur ou isolant à liaison tétraédrique tel que C, Si, Ge. A la distance d'équilibre apparaît une bande interdite séparant les 4 bandes occupées (liantes de type sp^3) et les 4 bandes vides (antiliantes de type sp^3).

A grande distance où les atomes n'interagissent pas, le niveau s est dégénéré $2N$ fois (N atomes et 2 états de spin), le niveau p est dégénéré $6N$ fois (N atomes, 3 orbitales atomiques p_x, p_y, p_z dégénérées, 2 états de spin par orbitale). Lorsque les atomes se rapprochent, apparaissent des bandes d'énergie construites à partir d'orbitales atomiques sp^3 , qui forment des fonctions d'onde de types liant et antiliant. Il existe $4N$ fonctions d'onde de type liant (spin inclus) et $4N$ de type antiliant. A la distance d'équilibre elles sont séparées par une bande interdite de largeur E_g .

En tenant compte du fait que la cellule primitive dans la structure diamant contient 2 atomes, le nombre de cellules et par conséquent le nombre de valeurs \mathbf{k} par bande est égal à $N/2$, ce qui correspond à N états électroniques par bande (spin inclus). Les $4N$ états liants correspondent donc à 4 bandes d'énergie. Elles sont entièrement remplies par les $4N$ (N atomes comportent chacun 4 électrons de valence) électrons disponibles. La structure de bande ainsi décrite correspond bien à un isolant (ou semiconducteur) formé de 4 bandes liantes entièrement remplies séparées de 4 bandes antiliantes vides par une bande interdite. Notons en passant que la présence d'une bande interdite séparant les états liants et antiliants n'est pas due à la structure périodique du réseau, mais plutôt à la structure locale du réseau. De ce point de vue un corps amorphe, tel que le Si amorphe, peut aussi présenter une bande interdite.

Nous donnons dans la Fig. 7.6 **la structure de bande calculée du Ge** le long des directions [111] (de Γ à L) et [100] (de Γ à X). On remarque les 4 bandes de conduction vides à $T = 0$ et les 4 bandes de valence entièrement remplies à $T = 0$. Le gap est indirect, l'énergie minimum de la bande de conduction est située au point L en $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{a} (1/2, 1/2, 1/2)$ et le maximum de la bande de valence au point Γ en $\mathbf{k} = (0, 0, 0)$. La structure fine apparaissant en $\mathbf{k} = (0, 0, 0)$ pour la bande de valence est typique de plusieurs semiconducteurs formés à partir d'orbitales atomiques sp , on retrouve une situation équivalente pour le Si et le GaAs. Elle est schématisée dans la Fig. 7.7, où nous avons représenté la situation pour un semi-conducteur à gap indirect tel que le sommet de la bande de valence soit situé au point Γ , soit en $\mathbf{k} = (0, 0, 0)$ et le bas de la bande de conduction en un autre point de la zone de Brillouin.

Dans le cas du Ge où le minimum de la bande de conduction est situé en bord de zone le long de [111], les surfaces d'énergie constante pour la bande de conduction sont des demi-ellipsoïdes de révolution orientés selon les 8 directions de symétrie dérivées de [111]. Elles sont représentées dans la Fig. 7.8.

Les mesures de résonance cyclotronique permettent de déterminer les

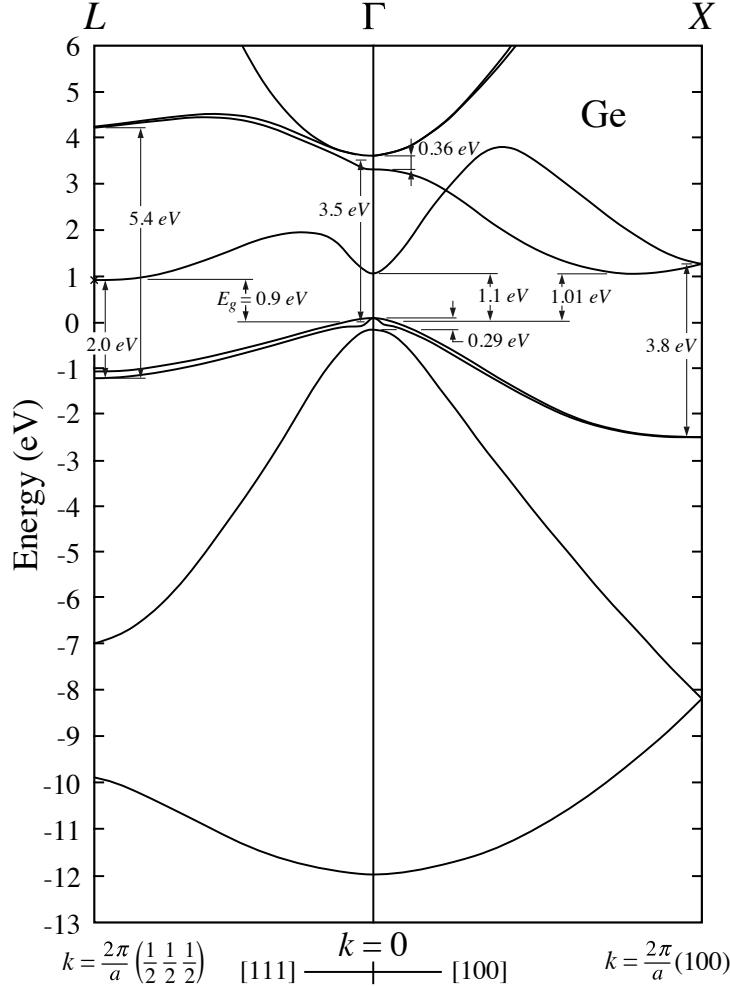


FIGURE 7.6 – Structure de bande calculée de Ge. La structure fine de la bande de valence en $k = 0$ est due au couplage spin-orbite. Le gap est indirect, la valeur minimum E_c de l'énergie de la bande de conduction est située en $\frac{2\pi}{a} (1/2, 1/2, 1/2)$.

masses effectives pour les bandes de valence et de conduction. Dans le cas de la bande de valence dont le minimum est en Γ , chacune des trois bandes (voir Fig. 7.7) est caractérisée par une seule masse effective. Par contre la bande de conduction est caractérisée par deux masses effectives, la masse effective le long de l'axe de l'ellipsoïde (notée m_l) et la masse effective perpendiculaire à l'axe (notée m_t). Les valeurs mesurées pour le Si, le Ge et le GaAs sont données dans la Table 7.2.

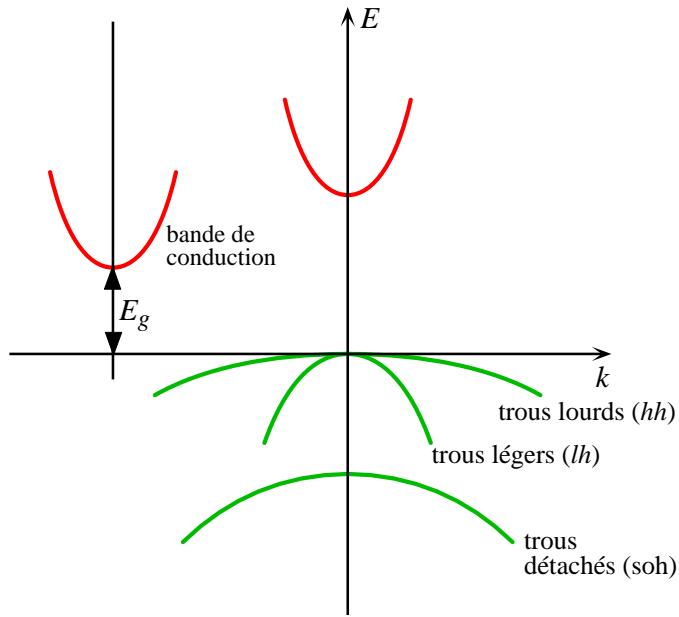


FIGURE 7.7 – Schéma simplifié de la structure de bande pour un semiconducteur à gap indirect, tel que le Si, Ge. Dans le cas d'un semiconducteur à gap direct, tel que le GaAs, la bande électronique autour de $\mathbf{k} = (0,0,0)$ serait plus basse en énergie que la bande en $\mathbf{k} \neq (0,0,0)$.

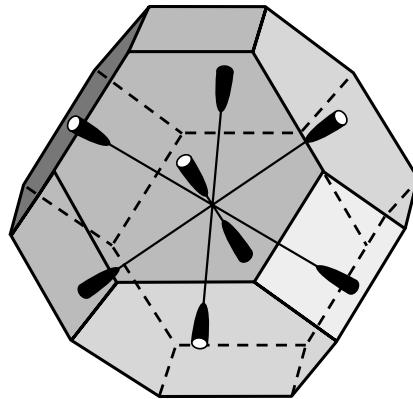


FIGURE 7.8 – Surface d'énergie constante proches du minimum de la bande de conduction dans un cristal de germanium. Il y a 8 demi-ellipsoïdes de révolution, de directions axiales orientées selon [111] et les directions équivalentes par symétrie.

cristal	électron m_l/m	m_t/m	trou lourd	trou léger	trou détaché
GaAs		0.066	0.5	0.082	0.17
Ge	1.6	0.08	0.34	0.043	—
Si	0.92	0.19	0.52	0.16	—

TABLE 7.2 – Valeurs approximatives des masses effectives pour les bandes de conduction et de valence de GaAs (gap direct), Ge (gap indirect dans dir. [111]), Si (gap indirect dans dir. [100]).

La **structure de bande calculée du Si** est donnée dans la Fig. 7.9. Elle est assez proche de celle du Ge, mais le minimum de la bande de conduction est situé le long de la direction [100] (le long de ΓX) à environ 80% du bord de zone. Les surfaces d'énergie constante pour la bande de conduction sont des ellipsoïdes, par symétrie ils sont de révolution et orientés le long des six directions équivalentes à [100].

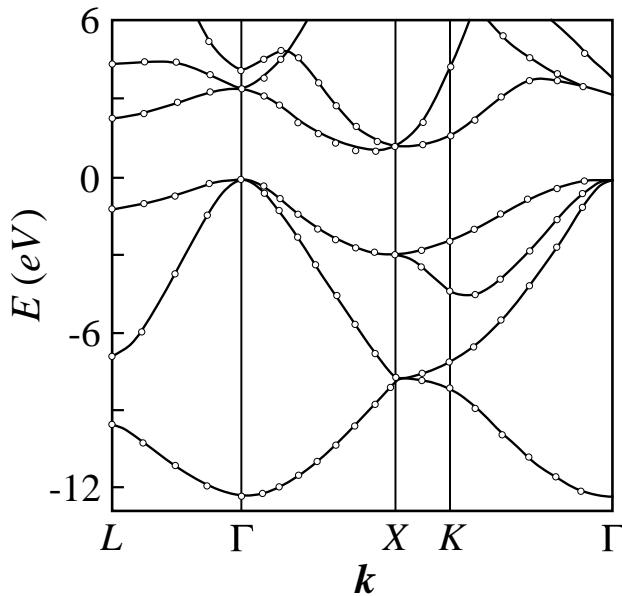


FIGURE 7.9 – Structure de bande calculée du Si. La bande de valence de plus haute énergie est 2 fois dégénérée dans cette approximation.

7.2.2 Structure de bande du GaAs

Le GaAs est un semiconducteur III-V, qui comprend aussi 8 électrons de valence $s - p$ par cellule unité (3 provenant du Ga et 5 de As). Sa structure a un nombre égal de Ga et As distribués sur un réseau de type diamant. Il possède donc, comme le Si et le Ge, 8 bandes dérivées des orbitales sp^3 , dont 4 sont entièrement remplies. Sa structure de bande est donnée dans la Fig. 7.10. On remarque que dans ce cas le minimum de la bande de conduction est situé au centre de la zone de Brillouin. C'est un semiconducteur à gap direct situé au point Γ .

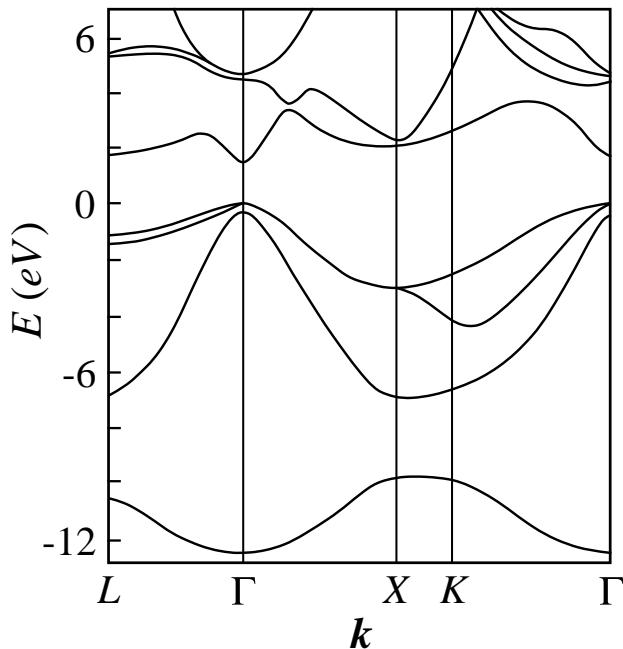


FIGURE 7.10 – Structure de bande du GaAs.

7.3 Niveaux électroniques d'impureté dans un semiconducteur

Les semiconducteurs extrinsèques sont des **semiconducteurs** qui ont été "dopés", c'est-à-dire que l'on a introduit des impuretés qui ont une valence différente de celle des atomes dans le semiconducteur à l'état pur. On distingue les impuretés de type **donneur**, qui peuvent fournir des électrons

supplémentaires à la bande de valence, et les impuretés de type **accepteur** qui peuvent capturer des électrons de la bande de valence ou en d'autres termes fournir des trous à la bande de valence.

L'introduction d'impuretés peut considérablement modifier la conductibilité électrique d'un semiconducteur. Ainsi l'addition d'un atome de bore au Si dans la proportion de 1 à 10^5 augmente la conductibilité du Si par un facteur de 10^3 à température ambiante.

7.3.1 Les "donneurs"

Nous prendrons pour exemple le cas d'une impureté de substitution dans un semiconducteur du groupe IV, par exemple le Ge. Dans le Ge pur (et de façon analogue pour le Si et le C) les 4 électrons de valence ($2s$ et $2p$) forment avec les atomes voisins 4 liaisons sp^3 covalentes, chaque liaison étant due à 2 électrons dans le même état orbital mais de spin opposé. Introduisons un atome de la colonne V, par exemple As, qui prend la place d'un atome de Ge. L'arsenic possède 5 électrons de valence, 4 électrons vont former des liaisons covalentes avec les 4 atomes de Ge voisins (voir Fig. 7.11), l'électron supplémentaire n'est pas engagé dans une liaison covalente faite avec le reste du cristal, il est faiblement lié à un atome As qui porte une charge résiduelle positive, et que l'on peut considérer comme un ion As^+ . Sous l'effet de la température l'électron supplémentaire peut se détacher du ion As^+ et participer à la conduction électronique. L'atome d'As est dit **donneur** car ionisé il donne un électron qui peut participer à la conduction.

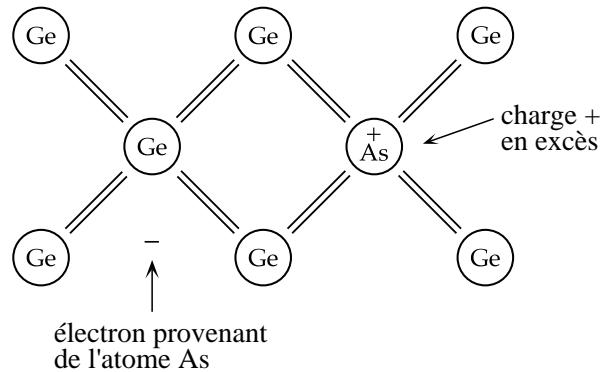


FIGURE 7.11 – Charges associées à un atome As dans le Ge. L'arsenic possède 5 électrons de valence, le Ge en a 4. Ainsi 4 électrons de l'As forment des liaisons covalentes tétraédriques avec les atomes de Ge voisins, le 5ème est à disposition pour augmenter la conduction électrique.

On peut calculer l'énergie de liaison de l'électron supplémentaire autour du ion As^+ en remarquant que l'électron se déplace dans le potentiel Coulombien du ion As^+ , on a donc un problème analogue à celui de l'atome d'hydrogène. Cependant il faut tenir compte de 2 éléments.

- La fonction d'onde électronique de l'électron supplémentaire est construite à partir des états de Bloch de la bande de conduction proches du minimum d'énergie. Il faut donc associer à l'électron supplémentaire une masse effective m^* , en général nettement inférieure à la masse m d'un électron libre.
- Le champ électrique de la charge représentant l'ion As^+ doit être réduit par la constante diélectrique statique ε_r du semiconducteur (voir cours de physique générale). La constante diélectrique des semiconducteurs est en général grande ($\varepsilon_r \approx 16$ dans le Ge), ceci est relié à la relativement faible largeur de la bande interdite. Dans un métal, de largeur de bande interdite nulle, il est facile de modifier une fonction d'onde électronique (un champ crée un courant), ce qui se traduit par une constante diélectrique infinie. Dans un semiconducteur, plus la largeur de la bande interdite est faible, plus ε_r est grand. Nous donnons dans la Table 7.3 les constantes diélectriques statiques de quelques semiconducteurs.

Cristal	ε_r	Cristal	ε_r
Diamant	5.5	GaSb	15.69
Si	11.7	GaAs	13.13
Ge	15.8	AlAs	10.1
InSb	17.88	AlSb	10.3
InAs	14.55	SiC	10.2
InP	12.37	Cu_2O	7.1

TABLE 7.3 – Constante diélectrique relative ε_r de quelques semiconducteurs.

Ainsi on peut se représenter l'électron supplémentaire lié à As^+ comme une charge $-e$, de masse m^* se déplaçant dans le champ d'une charge e/ε_r . Il faut donc remplacer dans les relations obtenues pour l'atome d'H, e^2 par e^2/ε_r .

Le rayon de Bohr devient

$$r_0 = 4\pi\varepsilon_0 \frac{\hbar^2}{m^* e^2 / \varepsilon_r} = \frac{\varepsilon_r}{m^*/m} a_0 \quad (7.7)$$

et l'énergie de liaison

$$E_{As} = \frac{1}{2} \frac{e^2 / \varepsilon_r}{4\pi\varepsilon_0 r_0} = \frac{m^*/m}{\varepsilon_r^2} E_H \quad (7.8)$$

où E_H est l'énergie de l'atome d' H dans son état fondamental, égale à 13,6 eV.

Le rayon r_0 pour des valeurs typiques de m^*/m et ε_r est de l'ordre de 100 Å. C'est une valeur supérieure à celle des distances interatomiques, ce qui permet d'utiliser le modèle semiclassique décrit au chapitre 6 et implicitement utilisé ici. Il faut aussi remarquer que la valeur élevée de r_0 permet *a posteriori* de justifier l'introduction d'une constante diélectrique, qui perdrait son sens pour un électron très localisé.

L'énergie E_{As} est beaucoup plus faible que E_H , typiquement 1'000 fois plus faible, de l'ordre de 10 meV. Nous donnons à titre d'exemple dans la table 7.4 les énergies d'ionisation des électrons mesurées pour un atome donneur de la colonne V dans le Si et le Ge. Dans la même table nous donnons aussi les énergies d'ionisation des trous pour quelques atomes accepteurs de la colonne III dans le Si et le Ge.

	P	As	Sb	B	Al	Ga	In
Si	45	49	39	45	57	65	16
Ge	12	13	10	10	10	11	11

TABLE 7.4 – Energie d'ionisation d'impuretés pentavalentes (P, As, Sb) et d'impuretés trivalentes (B, Al, Ga, In) dans le Si et le Ge. Les énergies sont données en meV.

Comme l'énergie de liaison est mesurée par rapport à l'énergie E_c au bas de la bande de conduction (E_c est l'énergie des états de Bloch dont la superposition donne la fonction d'onde de l'électron lié), les impuretés donneurs introduisent un niveau d'énergie supplémentaire, à l'énergie E_d , qui se trouve dans la bande interdite (voir Fig. 7.12).

L'énergie de liaison, égale à $E_c - E_d$, est en général faible par rapport à E_g qui est de l'ordre de 1 eV. Par la suite nous admettrons que

$$E_c - E_d \ll E_g \quad (7.9)$$

Si la concentration n'est pas trop faible, les fonctions d'onde des états liés se recouvrent (r_0 est grand) et le niveau E_d a tendance à s'élargir en une bande étroite, dite bande d'impuretés, qui peut aussi participer à la conduction électronique.

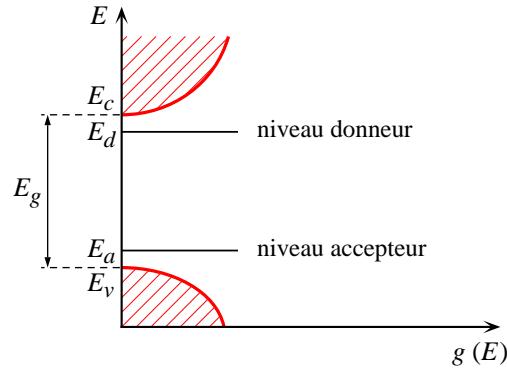


FIGURE 7.12 – Densité d'états pour un semi-conducteur contenant des impuretés donneur (à l'énergie E_d) et accepteur (à l'énergie E_a).

Pour un cristal contenant N_d impuretés donneur par unité de volume, on peut schématiquement représenter la situation à température nulle et température non-nulle où une partie des impuretés est ionisée, selon la Fig. 7.13.

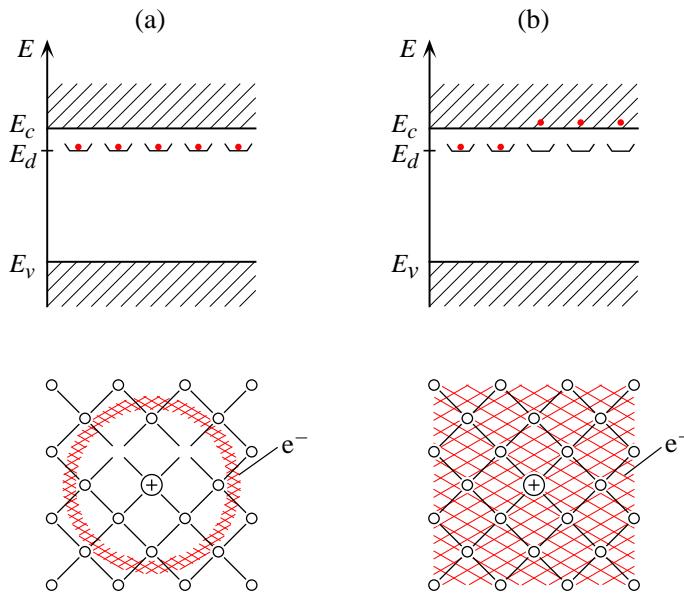


FIGURE 7.13 – A température nulle (cas a) l'électron supplémentaire apporté par l'impureté est faiblement lié, les niveaux donneurs \curvearrowleft sont tous occupés. A température non nulle (cas b), une partie des "atomes" $\text{As}^+ - e^-$ est ionisée, l'électron supplémentaire est délocalisé sur l'ensemble du cristal et participe à la conduction, les niveaux donneurs correspondant \curvearrowleft sont vides.

7.3.2 Les "accepteurs"

Pour créer une impureté accepteur, il faut introduire dans le réseau d'un semiconducteur un atome étranger ayant un électron de valence de moins que les atomes du semiconducteur. Par exemple un atome de la colonne III (B, Al, In, Ga) dans un semiconducteur de la colonne IV.

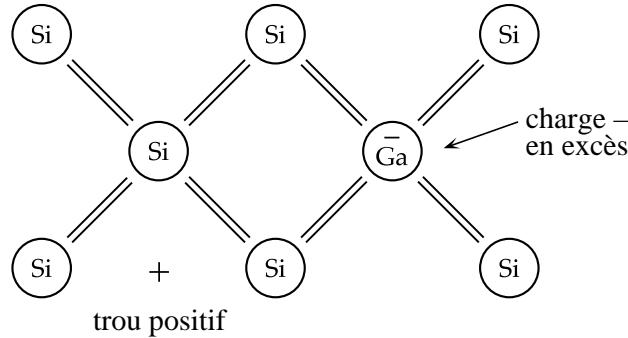


FIGURE 7.14 – Charges associées à un atome Ga dans le Si. Le Ga possède 3 électrons de valence, il complète sa liaison tétrahédrique en captant un électron de la bande de valence, créant ainsi un trou dans la bande de valence.

Pour assurer une liaison tétrahédrique avec les atomes de Si voisins, favorable du point de vue énergétique, il manque un électron de valence au Ga. Ainsi l'impureté de Ga capte un électron de la bande de valence afin de pouvoir compléter la liaison. Le trou ainsi créé dans la bande de valence évolue dans le champ coulombien associé au Ga et sa liaison tétrahédrique, que l'on a symbolisé par le ion Ga^- dans la Fig. 7.14. A basse température, le trou est lié dans le champ de la charge négative de l'ion Ga^- , son énergie de liaison peut se calculer de la même manière que celle de l'électron dans le champ As^+ , elle est faible pour les mêmes raisons (voir Table 7.4). Sous l'effet de la température l' "atome $\text{Ga}^- - e^+$ " peut être ionisé, le trou est délocalisé sur l'ensemble du cristal et peut ainsi participer à la conduction électrique.

Du point de vue des électrons, un trou lié correspond à un niveau d'énergie supplémentaire E_a , vide, (voir Fig. 7.15) se trouvant légèrement au-dessus du sommet E_v de la bande de valence. Cette remarque tient compte du fait que l'énergie associée à un trou est de signe opposé à celle de l'électron manquant. L'énergie de liaison est égale à $E_a - E_v$. Comme dans le cas du niveau donneur nous admettrons que

$$E_a - E_v \ll E_g \quad (7.10)$$

Pour un cristal contenant N_a impuretés accepteur par unité de volume, nous représentons schématiquement la situation selon la Fig. 7.15. Il faut réaliser dans cette figure que l'énergie de la bande de valence correspond à la situation \circlearrowleft est plus basse que celle correspondant à la situation \curvearrowright , cela est lié au fait que pour délocaliser un trou il faut fournir de l'énergie aux électrons de la bande de valence. C'est la raison pour laquelle nous avons représenté le \curvearrowright tourné vers le bas : l'énergie augmente lorsque le trou passe de haut en bas.

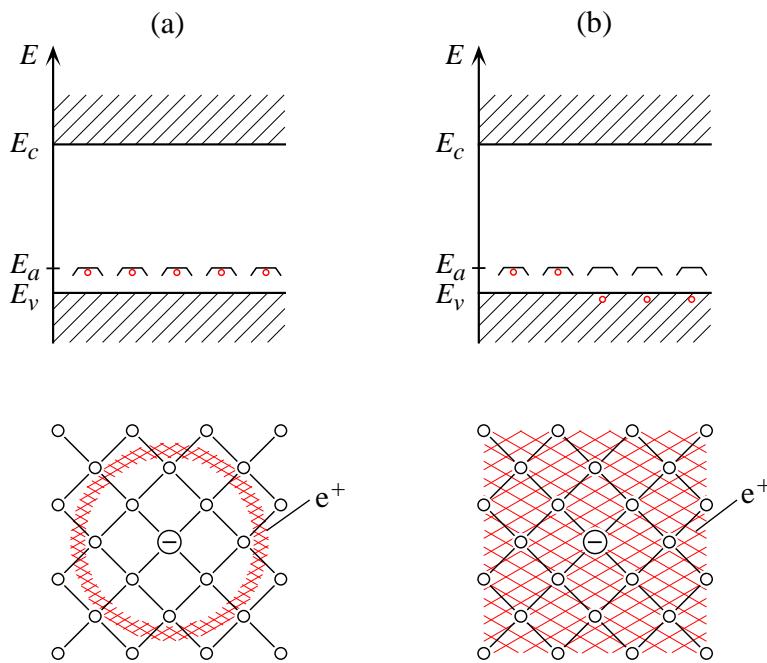


FIGURE 7.15 – A température nulle (cas a) le trou est faiblement lié, les niveaux accepteurs \circlearrowleft sont tous occupés. A température non nulle (cas b), une partie des "atomes" $\text{Ga}^- - e^+$ est ionisée, le trou est délocalisé sur l'ensemble du cristal et participe à la conduction. Les niveaux accepteurs correspondants \curvearrowright ne contiennent plus de trous.

Les relations (7.9) et (7.10) impliquent qu'il est beaucoup plus facile d'exciter un électron dans la bande de conduction à partir d'un niveau donneur (ou un trou dans la bande de valence à partir d'un niveau accepteur) que d'exciter un électron de la bande de valence à la bande de conduction. C'est la raison pour laquelle les impuretés introduites dans un semiconducteur ont une telle influence sur leur conductivité.

7.4 Calcul de l'occupation des niveaux dans un semiconducteur intrinsèque

La conductibilité d'un semiconducteur est directement reliée à la **densité n d'électrons** dans la bande de conduction et à la **densité p de trous** dans la bande de valence. Les densités n et p dépendent de la température, mais aussi de la concentration d'impuretés donneur et accepteur. On peut cependant établir des relations générales et ultérieurement examiner l'influence des impuretés.

7.4.1 Relations générales entre $n(T)$ et $p(T)$

De façon générale les densités d'électrons et de trous dans les bandes de conduction et de valence sont données par,

$$\begin{aligned} n(T) &= \int_{E_c}^{\infty} dE g_c(E) \frac{1}{\exp[\beta(E - \mu)] + 1} \\ p(T) &= \int_{-\infty}^{E_v} dE g_v(E) \left[1 - \frac{1}{\exp[\beta(E - \mu)] + 1} \right] \end{aligned} \quad (7.11)$$

soit

$$p(T) = \int_{-\infty}^{E_v} dE g_v(E) \frac{1}{\exp[\beta(\mu - E)] + 1} \quad (7.12)$$

où $g_c(E)$ et $g_v(E)$ sont respectivement les densités d'états électroniques dans les bandes de conduction et de valence. L'effet des impuretés est implicitement contenu dans la valeur du potentiel chimique μ .

Faisons, pour poursuivre les calculs, l'hypothèse que μ satisfait les conditions

$$E_c - \mu \gg k_B T \quad (7.13)$$

$$\mu - E_v \gg k_B T$$

On dit qu'un **semiconducteur** qui satisfait les relations (7.13) est non dégénéré. Ces conditions sont valables dans la plupart des cas, même si E_g ne vaut que quelques dixièmes d'électron volts.

Ces conditions permettent d'écrire

$$n(T) \cong N(T) \exp[-\beta(E_c - \mu)] \quad (7.14)$$

$$p(T) \cong P(T) \exp[-\beta(\mu - E_v)]$$

avec

$$\begin{aligned} N(T) &= \int_{E_c}^{\infty} dE g_c(E) \exp[-\beta(E - E_c)] \\ P(T) &= \int_{-\infty}^{E_v} dE g_v(E) \exp[-\beta(E_v - E)] \end{aligned} \quad (7.15)$$

$N(T)$ et $P(T)$ varient lentement avec la température si on les compare avec les facteurs exponentiels dans $n(T)$ et $p(T)$. On peut s'en convaincre en remplaçant $g_c(E)$ et $g_v(E)$ par leur contribution pour une bande quadratique en k . Dans ce cas, par analogie avec le cas de l'électron libre (voir Chapitre 4, équation 4.23),

$$g_{c,v}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_{c,v}}{\hbar^2} \right)^{3/2} |E - E_{c,v}|^{1/2} \quad (7.16)$$

où $m_{c,v}$ sont les masses effectives pour les bandes de conduction (de valence). Le calcul explicite donne dans ce cas,

$$\begin{aligned} N(T) &= \frac{1}{4} \left(\frac{2m_c k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} = 2.5 \left(\frac{m_c}{m} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{3/2} 10^{19}/\text{cm}^3 \\ P(T) &= \frac{1}{4} \left(\frac{2m_v k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} = 2.5 \left(\frac{m_v}{m} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{3/2} 10^{19}/\text{cm}^3 \end{aligned} \quad (7.17)$$

Ces relations indiquent que la concentration maximum de porteurs de charge dans un semiconducteur non dégénéré est de l'ordre de 10^{19} porteurs/ cm^3 .

En multipliant l'une par l'autre les deux relations (7.14) on obtient un résultat indépendant de μ , soit

$$n(T)p(T) = N(T)P(T) \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (7.18)$$

où l'on a posé $E_c - E_v = E_g$. La relation (7.18) est connue sous le nom de **loi d'action de masse**. Connaissant la concentration d'un type de porteur, on peut par (7.18) déterminer l'autre.

On peut, dans le cas intrinsèque, retrouver cette relation par un simple argument cinétique (voir Kittel, Chap. 8).

7.4.2 Semic conducteur intrinsèque

Dans ce cas le nombre de trous est égal au nombre d'électrons dans la bande de conduction, car les électrons dans la bande de conduction ne

peuvent provenir que de l'excitation des électrons de la bande de valence. On a donc

$$n(T) = p(T) = n_i(T)$$

où l'indice i signifie intrinsèque. De la loi d'action de masse, on en déduit,

$$n_i(T) = [N(T)P(T)]^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (7.19)$$

et dans le cas particulier de (7.17)

$$n_i(T) = 2.5 \left(\frac{m_c}{m}\right)^{3/4} \left(\frac{m_v}{m}\right)^{3/4} \left(\frac{T}{300 \text{ K}}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{E_g}{2k_B T}\right] 10^{19}/\text{cm}^3$$

On peut aussi dans ce cas déterminer le potentiel chimique μ en divisant l'une par l'autre les deux relations (7.14), ce qui donne

$$\mu = \mu_i = E_v + \frac{1}{2}E_g + \frac{1}{2}k_B T \ln\left(\frac{P}{N}\right) \quad (7.20)$$

et dans le cas explicite de bandes quadratiques (par 7.17),

$$\mu_i = E_v + \frac{1}{2}E_g + \frac{3}{4}k_B T \ln\left(\frac{m_v}{m_c}\right) \quad (7.21)$$

Lorsque $T \rightarrow 0$ le potentiel chimique intrinsèque est exactement au milieu de la bande interdite. Il s'en écarte peu (quelques $k_B T$) à température non nulle, ce qui justifie à postériori les hypothèses (7.13).

La situation est décrite dans la Fig. 7.16, où l'on remarque que c'est uniquement la queue de la distribution de Fermi-Dirac qui intervient dans le calcul de la densité électronique $n(T)$ dans la bande de conduction, en accord avec les expressions (7.14) où l'on a remplacé

$$\frac{1}{\exp[\beta(E - \mu)] + 1} \text{ par } \exp[-\beta(E - \mu)] \quad (7.22)$$

Ceci revient à dire que, si les conditions (7.13) sont vérifiées, on peut remplacer la distribution de Fermi-Dirac par une distribution de Boltzmann, qui est la distribution appropriée à un gaz classique. Ceci implique en particulier que la théorie du transport dans un semiconducteur non dégénéré est semblable à la théorie du transport dans un gaz classique formé de plusieurs espèces de particules chargées.

C'est l'évolution de $n_i(T)$ qui est responsable du comportement de $\ln \sigma$ en $-E_g/2k_B T$ à haute température reporté dans la Fig. 7.2.

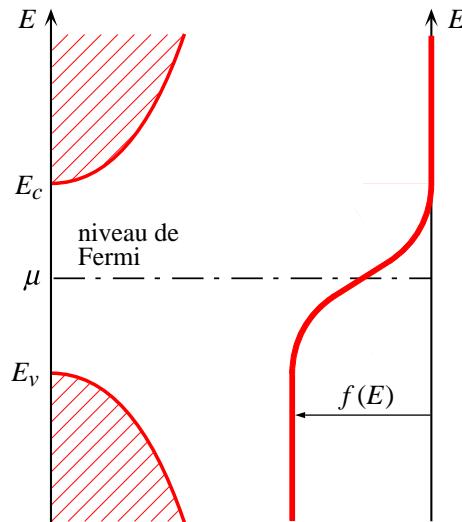


FIGURE 7.16 – Ordres de grandeur du point de vue énergétique de la fonction de distribution de Fermi-Dirac et de la largeur E_g de la bande interdite, dans le cas où $k_B T \ll E_g$.

7.5 Occupation des niveaux dans un semiconducteur dopé

Nous examinons dans ce § l'effet des impuretés sur les densités n et p de porteurs dans les bandes de conduction et de valence. Notons tout d'abord que dans le cas du Ge pur, à 300 K, la densité intrinsèque n_i de porteurs, donnée par 7.19, est de l'ordre de 5×10^{13} électrons/cm³. Le Ge contient 4.4×10^{22} atomes/cm³, on a donc env. 10^{-9} porteurs par atome. Si l'on ajoute 1 ppm d'impuretés d'As dans le Ge et si l'on admet que seul 1 % des impuretés sont ionisées, le nombre de porteurs de charge dû aux impuretés est encore 10 fois plus grand que le nombre intrinsèque de porteurs. Cette estimation indique clairement l'effet dominant des impuretés, même en faible concentration, sur le nombre de porteurs de charge.

7.5.1 Semic conducteur de type p et n

En présence d'impuretés n et p ne sont pas nécessairement égaux comme c'est le cas pour un semiconducteur intrinsèque.

$$n - p = \Delta n \neq 0$$

En tenant compte de la loi d'action de masse (7.18), qui est aussi valable en présence d'impuretés, on obtient

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (7.23)$$

où $n_i(T) = n_i$ est la densité de porteurs dans les bandes de conduction ou de valence pour un semiconducteur intrinsèque. On en déduit

$$\begin{aligned} n &= \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta n)^2 + 4n_i^2} + \frac{1}{2} \Delta n \\ p &= \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta n)^2 + 4n_i^2} - \frac{1}{2} \Delta n \end{aligned} \quad (7.24)$$

On peut d'autre part montrer, en tenant compte de (7.14) que,

$$\frac{\Delta n}{n_i} = 2 \sinh [\beta (\mu - \mu_i)] \quad (7.25)$$

où μ_i est donné par (7.21).

Dans le cas où Δn est grand par rapport à n_i , on obtient par exemple dans le cas $\Delta n > 0$,

$$n \cong \Delta n \quad p \cong \Delta n \left(\frac{n_i}{\Delta n} \right)^2 \ll n \quad (7.26)$$

L'un des types de porteur de charge est nettement dominant. On dit qu'un semiconducteur est de **type n** si les porteurs de charge dominants sont les électrons. Il est de **type p** si les trous sont les porteurs de charge dominants.

Afin de mieux comprendre la distinction entre un semiconducteur de type n et de type p , considérons un semiconducteur dopé avec N_d impuretés donneurs et N_a impuretés accepteurs par unité de volume.

La situation dans le **cas où $N_d > N_a$** est représentée dans la Fig. 7.17 pour le cas où $N_d = 5$ et $N_a = 2$.

Il est très favorable du point de vue énergétique que l'électron fourni par l'atome donneur complète la liaison manquante dans le voisinage d'un atome accepteur. Dans ce processus apparaît dans le cristal un atome donneur (par ex. As) avec ses liaisons tétraédriques saturées, que l'on peut assimiler à un ion As^+ ainsi qu'un atome accepteur (par ex. Ga) avec ses liaisons tétraédriques saturées, que l'on peut assimiler à un ion Ga^- .

Tout se passe, en 1^{ère} approximation, comme si l'on avait $(N_d - N_a)$ donneurs dans le cristal. Toutefois à $T \approx 0$, le potentiel chimique, qui marque la limite entre les états remplis et vides, se trouve à l'énergie E_d . D'autre part, pour des températures suffisamment élevées, on peut avoir des transitions

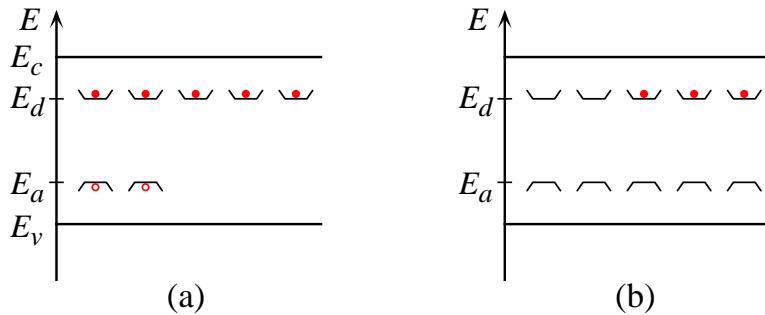


FIGURE 7.17 – Occupation des niveaux donneurs et accepteurs à $T \approx 0$ dans le cas $N_d > N_a$. Le cas (a) correspond à la situation où l'on "isole" les accepteurs des donneurs, on a N_d électrons liés dans le niveau donneur E_d et N_a trous liés dans le niveau accepteur E_a . Le cas (b) correspond à la situation réelle où il est favorable du point de vue énergétique que l'électron fourni par l'atome donneur complète la liaison manquante dans le voisinage d'un atome accepteur.

de la bande de valence dans les états donneurs liés. Un semiconducteur tel que $N_d > N_a$ est de type *n*.

Dans le cas où $N_d < N_a$, tout se passe en 1^{ère} approximation comme si l'on avait $(N_a - N_d)$ impuretés accepteur dans le cristal, le semiconducteur est de type *p*.

7.5.2 Occupation des niveaux pour un semiconducteur de type *n* (aspect qualitatif)

L'évolution qualitative en fonction de la température est représentée dans la Fig. 7.18.

A $T \approx 0$ (cas a) les donneurs qui n'ont pas transféré leurs électrons aux accepteurs sont neutres (non ionisés), le potentiel chimique $\mu \approx E_d$, comme mentionné au § 7.5.1.

Lorsque la température augmente, une partie des donneurs sont ionisés et transfèrent leur électron à la bande de conduction, le potentiel chimique est compris entre E_d et E_c . Dans le cas où $N_a = 0$, on montre sans difficulté,

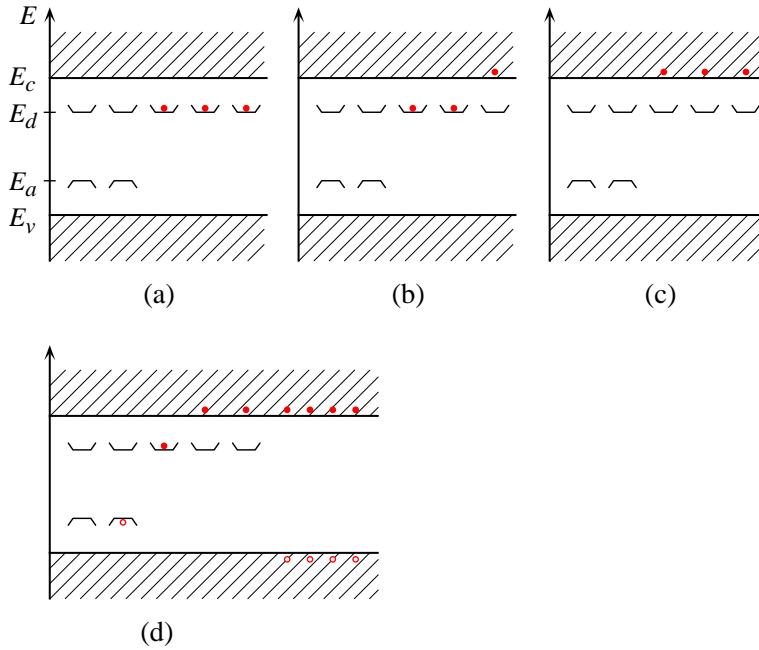


FIGURE 7.18 – Occupation des niveaux électroniques dans le cas où l'on a N_d donneurs et N_a accepteurs avec $N_d > N_a$. La température augmente progressivement depuis le cas (a) où $T \approx 0$ jusqu'au cas (d) où elle est suffisante pour créer un nombre significatif de paires électron-trou de la bande de valence à la bande de conduction et ainsi tendre vers un comportement intrinsèque.

par analogie avec le cas intrinsèque que¹

$$\mu = \frac{1}{2} (E_c + E_d) - k_B T \ln \sqrt{2} - \frac{1}{2} k_B T \ln \frac{N(T)}{N_d} \quad (7.28)$$

où $N(T)$ a été défini en (7.15).

1. La dérivation de la formule 7.28 peut se faire de la manière suivante. Par analogie à ce qui a été fait dans le cas intrinsèque on se place dans le cas où on peut considérer que

$$n(T) = N_d - n_d \quad (7.27)$$

c'est-à-dire que le nombre d'électrons dans la bande de conduction est égal au nombre de donneurs ionisés (ceci est raisonnable à basse température où la contribution intrinsèque peut être négligée).

D'après (7.34) on peut écrire

$$n_d = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} \exp [\beta (E_d - \mu)]}$$

A plus haute température, pratiquement tous les donneurs sont ionisés, la densité n d'électrons dans la bande de conduction est égale à $N_d - N_a$. Le potentiel chimique μ est inférieur à E_d . C'est une situation qui peut exister sur une large gamme de température, soit dans le domaine où

$$k_B T < E_d - \mu \text{ et } k_B T < \frac{E_g}{2}$$

Elle est réalisée pour de nombreux semiconducteurs à température ambiante, nous admettrons que $n \sim N_d - N_a$ en traitant la jonction $p - n$ au § 7.6.

Lorsque la température est suffisamment élevée pour que $n_i > N_d$, le comportement est dominé par le passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. On retrouve le comportement intrinsèque, le potentiel chimique est donné par la relation (7.20).

Nous donnons dans la Fig. 7.19 l'évolution du potentiel chimique en fonction de T pour un semiconducteur de type n ou p et dans la Fig. 7.20 l'évolution de la densité n d'électrons de conduction en fonction de $1/T$. Les zones notées I à IV dans les 2 figures se correspondent.

A titre d'illustration, nous donnons dans la Fig. 7.21 la densité n des électrons de conduction dans un semiconducteur de Ge de type n avec des concentrations d'impuretés comprises entre 10^{13} et 10^{18} cm^{-3} . Les valeurs de n ont été déterminées par une mesure du coefficient de Hall. Le comportement qualitatif donné dans la Fig. 7.20 est facilement reconnaissable.

7.5.3 Occupation des niveaux, formulation du problème général

Nous avons déjà donné, dans le cas général, les expressions qui permettent de déterminer les densités de porteurs de charge négatifs $n(T)$ et

on peut facilement en conclure que

$$\begin{aligned} N_d - n_d &= \frac{N_d}{1 + 2 \exp(-\beta(E_d - \mu))} \\ &\approx \frac{N_d}{2} \exp(-\beta(\mu - E_d)) \end{aligned}$$

en utilisant le fait que $\mu - E_d \gg k_B T$.

L'équation 7.27 implique que

$$\begin{aligned} \frac{n(T)}{N_d - n_d} = 1 &= \frac{N(T) \exp(-\beta(E_c - \mu))}{N_d \frac{1}{2} \exp(-\beta(\mu - E_d))} \\ &= 2 \frac{N(T)}{N_d} \exp(-\beta(E_c - \mu - \mu + E_d)) \end{aligned}$$

En multipliant les deux membres de l'égalité par $1/2N_d/N(T)$ et en prenant le logarithme, on obtient (7.28) en arrangeant les termes (et en utilisant la définition de β).

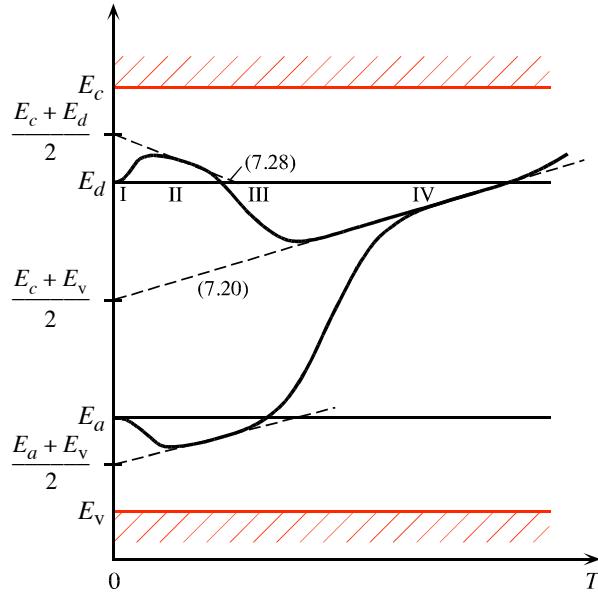


FIGURE 7.19 – Evolution du potentiel chimique en fonction de T dans un semiconducteur dopé n (courbe supérieure) et dopé p (courbe inférieure). Les domaines notés I à IV se retrouvent dans la Fig. 7.20.

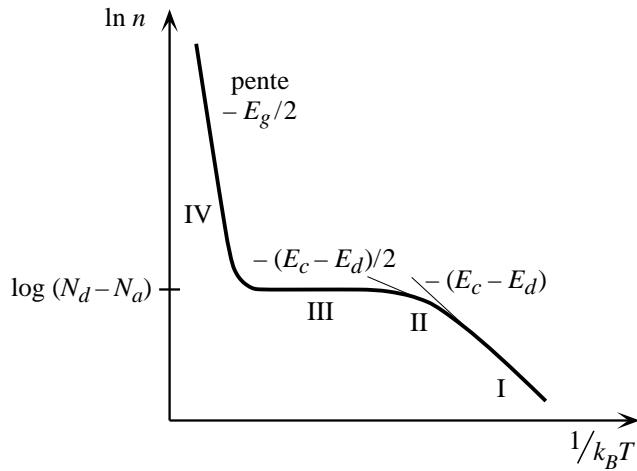


FIGURE 7.20 – Evolution de la densité n d'électrons dans la bande de conduction pour un semiconducteur dopé n en fonction de $1/k_B T$. Les domaines notés I à IV se retrouvent dans la Fig. 7.19. La zone IV correspond au comportement intrinsèque, la zone III est dite de saturation. Les zones I, II, et III sont dominées par le comportement extrinsèque.

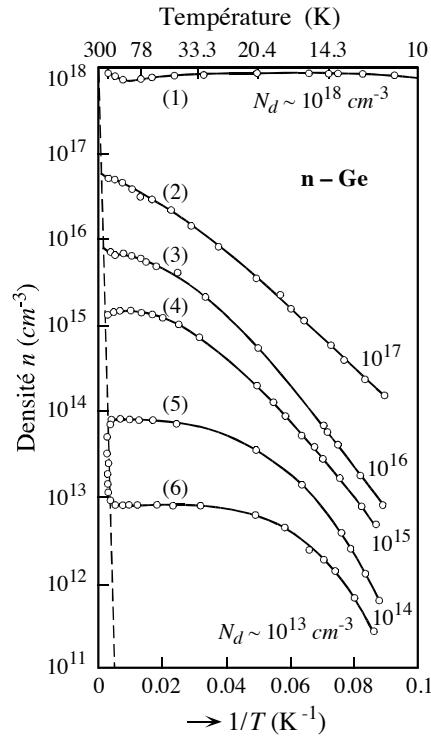


FIGURE 7.21 – Densité n des électrons dans la bande de conduction pour un semi-conducteur de Ge, dopé n . La concentration d’impuretés varie de 10^{13} à 10^{18} cm^{-3} . La dépendance en fonction de la température dans la région intrinsèque est indiquée par la droite en traits interrompus.

positifs $p(T)$. Dans le cas général elles s’écrivent

$$n(T) = \int_{E_c}^{\infty} dE g_c(E) \frac{1}{1 + \exp[\beta(E - \mu)]} \quad (7.29)$$

$$p(T) = \int_{-\infty}^{E_v} dE g_v(E) \frac{1}{1 + \exp[\beta(\mu - E)]} \quad (7.30)$$

et peuvent être calculées pour autant que l’on connaisse le potentiel chimique $\mu(T)$, qui dépend de la concentration d’impuretés donneurs N_d et accepteurs N_a .

Il reste encore à obtenir explicitement la densité N_d d’électrons associés aux impuretés donneurs non ionisés et la densité p_a de trous associés aux

impuretés accepteurs non ionisés. Nous ferons ici le calcul explicite pour N_d , le raisonnement est semblable pour le calcul de p_a . Dans ce calcul nous ferons l'hypothèse que l'on peut négliger les interactions entre les impuretés, ce qui permet de calculer le nombre d'occupation moyen $\langle d \rangle$ pour une seule impureté ; d'où l'on en déduit N_d par

$$N_d = N_d \langle d \rangle \quad (7.31)$$

Le calcul pourrait être fait en utilisant la statistique de Fermi Dirac, elle donnerait

$$N_d = N_d f_{\text{FD}}(E_d) = \frac{N_d}{1 + \exp[\beta(E_d - \mu)]} \quad (7.32)$$

Cependant, en faisant cela, on occulte un effet subtil lié à la répulsion électron-électron dont on ne tient pas compte dans un modèle d'électrons indépendants sur lequel est basé la statistique de Fermi-Dirac. Pour le faire apparaître notons que de façon générale, on peut écrire dans un ensemble grand canonique,

$$\langle d \rangle = \frac{\sum_j N_j \exp[-\beta(E_j - \mu N_j)]}{\sum_j \exp[-\beta(E_j - \mu N_j)]} \quad (7.33)$$

où la somme est prise sur tous les états du système considéré, E_j est l'énergie totale de l'état j mesurée à partir du bas de la bande de conduction, et N_j le nombre d'électrons dans l'état j . Dans le cas où le système est formé d'une seule impureté, les états possibles sont les suivants :

- niveau E_d non occupé, ce qui correspond au cas où l'impureté est ionisée, l'électron se trouve dans la bande de conduction. On a donc $N_j = 0, E_j = 0$.
- niveau E_d occupé une fois, l'électron est lié au ion As^+ . On a donc $N_j = 1, E_j = E_d$. Ce cas apparaît cependant 2 fois, car on peut mettre dans le niveau accepteur un électron de spin up ou un électron de spin down.
- niveau E_d occupé par deux électrons de spin opposé. Cependant ce cas est à exclure car la répulsion coulombienne de deux électrons opposés augmente l'énergie de telle sorte que cette configuration est pratiquement exclue.

On a donc :

$$\langle d \rangle = \frac{2 \exp[-\beta(E_d - \mu)]}{1 + 2 \exp[-\beta(E_d - \mu)]} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp[\beta(E_d - \mu)]}$$

d'où

$$N_d = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} \exp [\beta (E_d - \mu)]} \quad (7.34)$$

Le lecteur pourra vérifier que la description qualitative que nous avons donnée en relation avec la Fig. 7.18 est compatible avec l'expression (7.34) de N_d . En particulier dans le cas c) où $(E_d - \mu)/kT \gg 1$, (7.34) donne $N_d \ll N_d$ qui est compatible avec la représentation graphique.

Par un raisonnement semblable, on montre que la densité p_a d'accepteurs non ionisés est égale à

$$p_a = \frac{N_a}{1 + \frac{1}{2} \exp [\beta (\mu - E_a)]} \quad (7.35)$$

où N_a est le nombre de niveaux accepteurs par unité de volume. Les expressions (7.10), (7.30), (7.34) et (7.35) permettent en principe de calculer la population des niveaux électroniques, pour autant que μ soit connu. La valeur $\mu(T)$ peut être déterminée implicitement en ajoutant l'équation qui assure la **neutralité du semiconducteur**, elle s'écrit

$$N_d - N_d + p = N_a - p_a + n \quad (7.36)$$

où le membre de gauche correspond aux charges positives ($N_d - N_d$ donneurs ionisés + p trous dans la bande de valence) et celui de droite aux charges négatives ($N_a - p_a$ accepteurs ionisés + n électrons dans la bande de conduction).

Pour illustrer ces relations, nous analysons ici uniquement le cas important où μ est situé entre les niveaux accepteur et donneur et les inégalités (7.37) sont vérifiées, soit

$$E_d - \mu \gg k_B T \quad (7.37)$$

$$\mu - E_a \gg k_B T$$

Il faut noter qu'elles sont légèrement plus restrictives que les conditions (7.13) valables pour un semiconducteur non dégénéré, cependant $(E_c - E_d)$ et $(E_a - E_v)$ sont en général faibles par rapport à $(E_c - E_v)$.

La condition (7.37) et les expressions (7.34) et (7.35) pour N_d et p_a impliquent que l'excitation thermique "ionise" complètement les impuretés en ne laissant qu'une fraction négligeable d'électrons ou de trous liés. On peut donc écrire en tenant compte de $N_d \ll N_d$ et $p_a \ll N_a$ et de la relation (7.36)

$$\Delta n = n - p \cong N_d - N_a \quad (7.38)$$

Ceci permet de déterminer n et p à l'aide de la relation générale (7.24)

$$\begin{aligned} n &= \frac{1}{2} \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2} + \frac{1}{2} (N_d - N_a) \\ p &= \frac{1}{2} \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2} - \frac{1}{2} (N_d - N_a) \end{aligned} \quad (7.39)$$

et le potentiel chimique μ par la relation (7.25),

$$\frac{N_d - N_a}{n_i} = 2 \sinh [\beta (\mu - \mu_i)] \quad (7.40)$$

On remarque que, sauf dans le cas où $(N_d - N_a)/n_i$ est très grand, la relation (7.40) implique que μ et μ_i diffèrent de quelques $k_B T$, ce qui permet de satisfaire la condition (7.37) dans les cas où $E_g \gg k_B T$. Ainsi les relations (7.39) permettent de décrire la situation lorsqu'on passe d'un comportement intrinsèque ($n_i \gg |N_d - N_a|$) à un comportement extrinsèque ($|N_d - N_a| \gg n_i$). En particulier dans le cas extrinsèque, c'est-à-dire lorsque le nombre d'électrons passant directement de la bande de valence à la bande de conduction est négligeable, on a,

$$\frac{N_d > N_a}{\begin{cases} n \cong N_d - N_a \\ p \cong \frac{n_i^2}{N_d - N_a} \sim 0 \end{cases}} \quad (7.41)$$

$$\frac{N_a > N_d}{\begin{cases} p \cong N_a - N_d \\ n \cong \frac{n_i^2}{N_a - N_d} \sim 0 \end{cases}} \quad (7.42)$$

On constate que si $N_d > N_a$, l'excès d'électrons $N_d - N_a$ introduit par les impuretés est presque entièrement donné à la bande de conduction et que la densité de trous est très faible. Ce n'est pas très étonnant, car les électrons non donnés à la bande de conduction remplissent les trous de la bande de valence, ce qui est très favorable du point de vue énergétique. Inversément si $N_a > N_d$, pratiquement tous les électrons à disposition remplissent les trous de la bande de valence et ne sont plus disponibles pour la conduction.

Une conséquence importante des relations (7.41) et (7.42) est que dans le cas où un matériau contient des impuretés de type donneur et accepteur, tout se passe en première approximation comme si le matériau ne contenait que des impuretés donneur de densité $N_d - N_a$ (cas $N_d > N_a$) ou accepteur de densité $N_a - N_d$ (cas $N_a > N_d$). Nous utiliserons cette remarque dans le § suivant.

Cristal	Electrons	Trous	Cristal	Electrons	Trous
Diamond	1800	1200	GaAs	8000	300
Si	1350	480	GaSb	5000	1000
Ge	3600	1800	PbS	550	600
InSb	800	450	PbSe	1020	930
InAs	30000	450	PbTe	2500	1000
InP	4500	100	AgCl	50	—
AlAs	280	—	KBr(100K)	100	—
AlSb	900	400	SiC	100	10-20

TABLE 7.5 – Mobilité des porteurs de charge à 300 K en $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$.

7.5.4 Conductivité électrique en présence d'impureté

Pour déterminer la conductivité d'un semiconducteur, il est important d'introduire la **mobilité**, qui correspond à l'amplitude de la vitesse moyenne des électrons ou des trous par unité de champ électrique

$$\nu = \frac{|\langle \mathbf{v} \rangle|}{E} \quad (7.43)$$

Elle est par définition positive pour les électrons et les trous, bien que leurs vitesses de déplacement soient opposées. En introduisant les mobilités ν_e et ν_h pour respectivement les électrons et les trous, la conductibilité σ s'écrit

$$\sigma = n e \nu_e + p e \nu_h \quad (7.44)$$

où dans un modèle simple ν_e et ν_h sont donnés par (voir par exemple la relation 7.2)

$$\nu_e = \frac{e\tau_e}{m_e} \quad \text{et} \quad \nu_h = \frac{e\tau_h}{m_h} \quad (7.45)$$

Les mobilités dépendent de la température, car le temps de relaxation est donné par les collisions avec le réseau, qui sont principalement dues aux phonons et à l'effet des impuretés chargées (ionisées) des semiconducteurs. On peut montrer en particulier que l'effet des phonons introduit une contribution $\nu \sim T^{-3/2}$ et les défauts une contribution $\nu \sim T^{3/2}$ (voir par ex. Ibach et Lüth, § 12.5).

La table 7.5 donne quelques valeurs expérimentales de la mobilité à température ambiante.

On remarque que la mobilité des trous est en moyenne plus faible que celle des électrons. Il y a d'autre part une tendance, pour les semiconducteurs ayant un gap direct de faible valeur, à avoir des mobilités élevées. En particulier la mobilité élevée du GaAs est l'une des raisons qui expliquent son intérêt du point de vue technologique.

A haute température où le comportement intrinsèque domine, soit $n \sim p \sim n_i$, la variation en température de ν est faible par rapport à la variation exponentielle de n_i , et $\sigma \sim \exp(-E_g/2k_B T)$. Par contre dans le domaine de température où n est constant (domaine III de la Fig. 7.20), l'augmentation de ν lorsque T diminue (effet prédominant des phonons) est responsable de la croissance de σ lorsque T décroît (voir Fig. 7.2).

A titre d'illustration, nous donnons dans la Fig. 7.22 la variation de σ en fonction de la température pour un échantillon de Ge dopé n avec diverses concentrations d'impuretés donneurs.

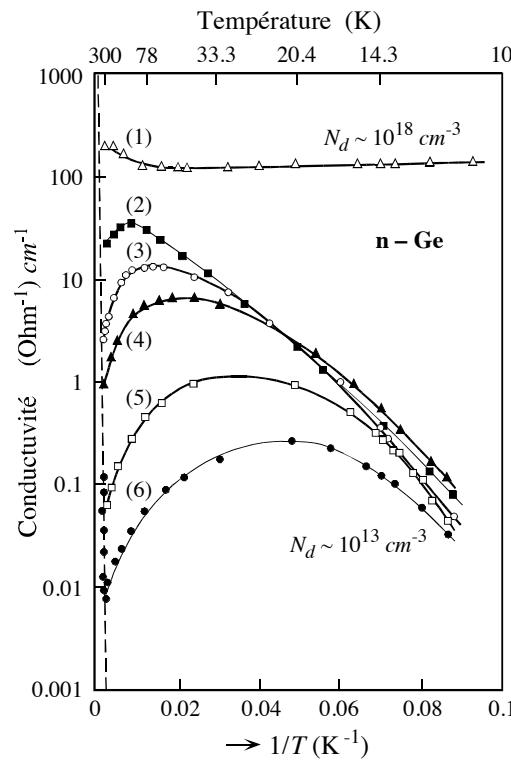


FIGURE 7.22 – Conductivité σ , mesurée sur un échantillon de Ge, dopé n avec diverses concentrations d'impuretés, en fonction de la température. L'échantillon mesuré ici est le même que celui décrit dans la Fig. 7.21.

7.6 La jonction $p - n$

La plupart des dispositifs semi-conducteurs sont basés sur les phénomènes reliés aux inhomogénéités dans les matériaux semi-conducteurs. Les inhomogénéités dans la concentration des impuretés donneur et accepteur influencent en particulier les phénomènes de conduction, ce qui permet de construire des composants électroniques. Nous ne discuterons ici que des propriétés de diode d'une jonction $p - n$.

Une jonction $p - n$ est un cristal semi-conducteur dans lequel la concentration en impuretés varie le long d'une direction (notée x) dans une région de faible dimension située autour de $x = 0$. Pour $x < 0$ le cristal a un excès d'impuretés accepteur (il est de type p) et pour $x > 0$ un excès d'impuretés donneur (type n). Dans le cas idéal la transition autour de $x = 0$ aurait l'allure représentée dans la Fig. 7.23, dans la pratique il suffit que la largeur de la zone de transition soit faible par rapport à la largeur de la zone dans laquelle la densité des porteurs de charge varie (zone de déplétion de largeur comprise entre 10^2 et 10^4 Å).

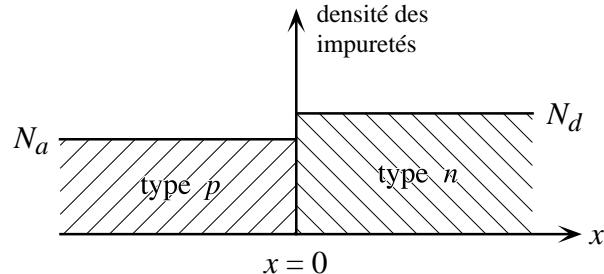


FIGURE 7.23 – Densité des impuretés dans une jonction $p - n$. Dans les cas réels, le modèle ci-dessus garde son sens pour autant que la largeur de la zone de transition soit faible par rapport à la largeur de la zone de déplétion (ou d'appauvrissement) qui est comprise entre 100 Å et 10'000 Å.

Expérimentalement on peut "doper" un cristal en utilisant des techniques différentes. Par exemple des impuretés accepteur peuvent être introduites par diffusion dans une région et des impuretés donneur dans une autre. On peut aussi introduire les impuretés par implantation ionique, en envoyant des ions d'énergie cinétique élevée dans un cristal semi-conducteur.

Dans ce qui suit nous aurons à l'esprit le cas du Si dopé dans sa région p avec des impuretés de la colonne III (B, Al, Ga) et dans la région n avec des impuretés de la colonne V (P, As, Sb).

7.6.1 La jonction $p - n$ à l'équilibre thermique

Imaginons tout d'abord que les moitiés p et n du cristal sont isolées l'une par rapport à l'autre (Fig. 7.24 a) de telle sorte que les potentiels chimiques μ dans les deux régions ne soient pas situés à la même énergie. En réalité il s'agit du même cristal et le potentiel chimique doit être le même dans les deux moitiés du cristal, lorsqu'on est à l'équilibre thermique. Il doit donc apparaître dans la zone de transition entre n et p une courbure de bande ("band bending"), telle qu'elle apparaît dans la Fig. 7.24 b. On lui associe une différence de potentiel $\Delta\phi$ entre la zone p et la zone n . Plus généralement une section x de la jonction est soumise à un potentiel $\phi(x)$ et l'on a $\Delta\phi = \phi(\infty) - \phi(-\infty)$.

Il faut remarquer que le modèle semi-classique traite les électrons de la bande n comme des particules classiques (paquet d'onde), dont l'hamiltonien en présence d'un potentiel électrostatique $\phi(x)$ est donné par

$$\mathcal{H}_n = E_n(\mathbf{k}) - e\phi(\mathbf{x}) \quad (7.46)$$

Une telle approximation n'est possible que si $\phi(x)$ varie lentement, en particulier il est nécessaire que la variation de $e\phi(x)$ sur une distance interatomique soit faible par rapport à E_g . Dans le cas où le champ électrique est très intense, la possibilité existe d'un transfert d'électron par effet tunnel entre les bandes de valence et de conduction. Un tel effet n'est pas inclus dans une description semi-classique.

A la différence de potentiel $\phi(x)$ il faut associer par l'équation de Poisson une charge d'espace de densité $\rho(x)$

$$\nabla^2\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \quad (7.47)$$

où l'on a introduit la constante diélectrique ε_r du semiconducteur.

On peut comprendre l'apparition de $\phi(x)$ et $\rho(x)$ par le raisonnement simple suivant. Imaginons que l'on parte d'un semiconducteur dont les zones p et n sont découpées (voir Fig. 7.24 a) et dont la densité de charge est nulle en tout point. Lorsqu'on met les deux moitiés du semiconducteur en contact, une telle situation ne peut être maintenue car les électrons de la bande de conduction vont diffuser de la partie n , où leur densité est élevée, à la partie p où elle est faible. De même les trous vont diffuser de la partie p à la partie n . Ce transfert de charge va créer une double couche de charge + et - et par conséquent un champ électrique qui s'oppose aux courants de diffusion. A l'équilibre thermique l'effet du champ électrique sur les porteurs de charge compense exactement l'effet de la diffusion.

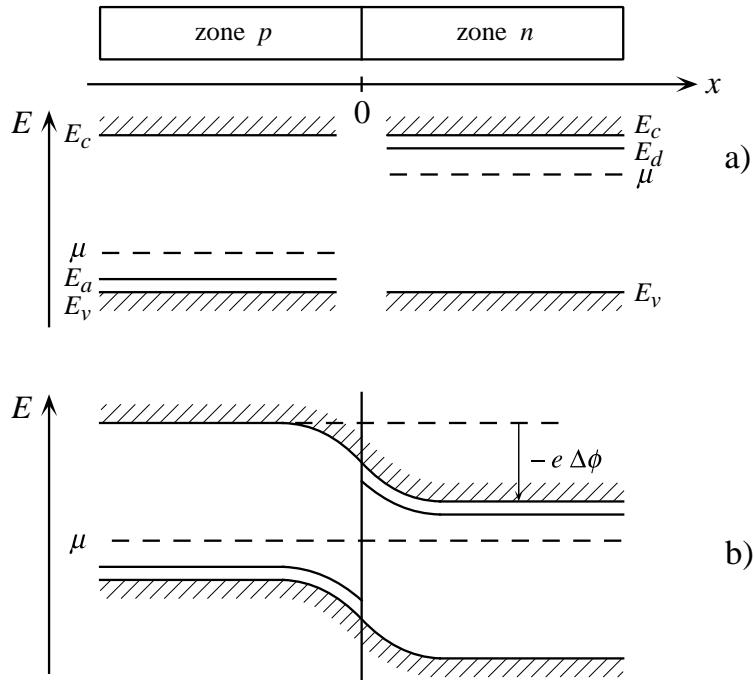


FIGURE 7.24 – Représentation schématique d'une jonction *p*–*n* à l'équilibre. a) schéma de bande pour les zones *n* et *p* d'un semiconducteur en imaginant que les zones sont découplées. b) schéma de bande lorsque les deux côtés sont à l'équilibre thermique. Le potentiel chimique μ (niveau de Fermi) est constant en fonction de *x*, une différence de potentiel $\Delta\phi$ apparaît entre les zones *n* et *p*.

La situation est résumée dans la Fig. 7.25 où nous avons représenté la densité des porteurs de charge, la densité de charge et le potentiel $\phi(x)$ résultant.

A droite de la zone de transition (voir Fig. 7.24 a, b) la densité de charge $\rho(x)$ est donnée par

$$\rho(x) = e [(N_d - N_d) - n(x) + p(x)] \quad x > 0 \quad (7.48)$$

où $(N_d - N_d)e$ représente la charge des donneurs ionisés. **Nous admettrons** dans cette analyse que les conditions décrites à la fin du § 7.5 sont réalisées et que pratiquement **tous les donneurs sont ionisés**, soit $N_d \approx 0$. De même, à gauche de la jonction, nous admettons que **tous les accepteurs sont ionisés**, soit $p_a \approx 0$.

Loin de la zone de transition, où la densité de charge est nulle, la densité

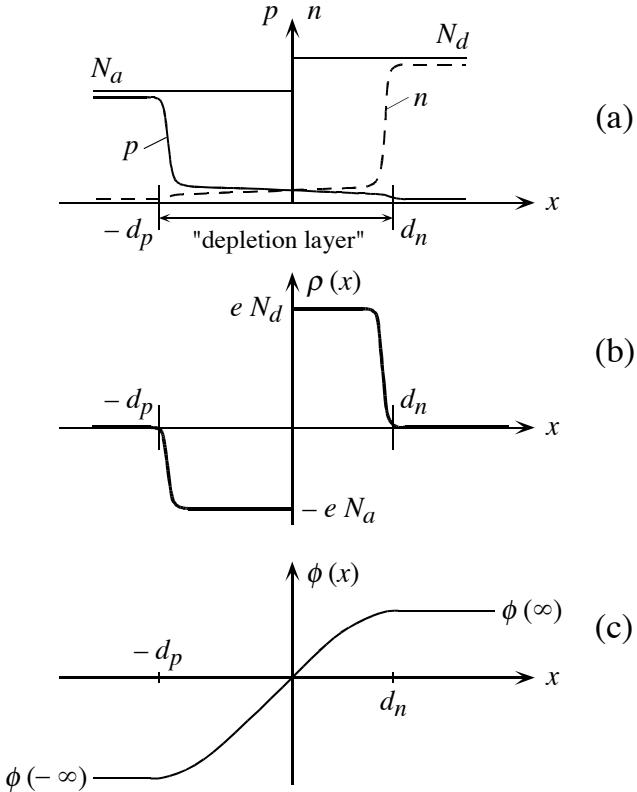


FIGURE 7.25 – (a) Densité des porteurs de charge ,(b) densité de charge et (c) potentiel $\phi(x)$ reportés en fonction de x pour une jonction $p-n$. Nous avons représenté une situation où pratiquement tous les donneurs ou trous sont ionisés.

$n(x)$ de **porteurs majoritaires** (les électrons) est ainsi telle que,

$$n(x = +\infty) \cong N_d \quad (7.49)$$

La densité $p(x)$ de porteurs minoritaires (les trous) est faible, en accord avec la loi d'action de masse $p(x) \cdot n(x) = n_i^2$, où $n_i \ll N_d$. Physiquement, elle résulte d'un équilibre dynamique entre la création de paire électron-trou par excitation thermique et leur annihilation par recombinaison interbande (bande de valence - bande de conduction). $p(x)$, bien qu'il soit faible, joue un rôle essentiel dans les propriétés de conduction de la diode.

Dans la zone de transition, pour un semi-conducteur non dégénéré, $n(x)$ est obtenu à partir de son expression (7.14) dans laquelle on remplace, en

accord avec le modèle semiclassique, l'énergie E par $E - e\phi(x)$, il vient donc

$$n(x) = N(T) \exp [-\beta(E_c - e\phi(x) - \mu)] \quad (7.50)$$

Dans cette zone la densité électronique diminue et ne compense plus la charge positive des donneurs ionisés. Notons que la variation rapide de $n(x)$ et $p(x)$ représentée sur la Fig. 7.25 a, b est due au fait que si $e\phi(x)$ s'écarte de quelques $k_B T$ de $e\phi(\infty)$, la valeur de $n(x)$ donnée par (7.50) décroît très rapidement. Ainsi dans une zone de transition étroite on passe pour $n(x)$ de la valeur N_d à une valeur voisine de zéro ($N_d \sim n_i$).

Une analyse semblable peut être faite à **gauche de la zone de transition**, où l'on a les expressions équivalentes

$$\rho(x) = e[-(N_a - p_a) + p(x) - n(x)] \quad x < 0 \quad (7.51)$$

$$p(-\infty) \cong N_a \quad (7.52)$$

$$p(x) = P(T) \exp [-\beta(\mu - E_v + e\phi(x))] \quad (7.53)$$

Il faut noter que pour $x < 0$, ce sont les trous qui correspondent aux porteurs majoritaires et les électrons aux porteurs minoritaires.

A l'équilibre thermique, ainsi que décrit plus haut, le courant de diffusion \mathbf{j}^{diff} dû aux électrons et aux trous compense exactement le courant \mathbf{j}^E des porteurs de charge sous l'effet du champ \mathbf{E} créé par la double couche de charge

$$\mathbf{j}^{diff} + \mathbf{j}^E = 0 \quad (7.54)$$

$$\mathbf{j}^{diff} = \mathbf{j}_e^{diff} + \mathbf{j}_h^{diff} = e \left(D_e \frac{\partial n}{\partial x} - D_h \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (7.55)$$

où D_e et D_h sont les coefficients de diffusion associés aux électrons et aux trous

$$\mathbf{j}^E = \mathbf{j}_e^E + \mathbf{j}_h^E = e(n\nu_e + p\nu_h) \mathbf{E}_x \quad (7.56)$$

où l'on a introduit les mobilités ν_e et ν_h des électrons et des trous.

Il faut souligner que la relation (7.54) est non seulement vérifiée pour le courant total, mais aussi séparément pour les courants associés aux trous et aux électrons. Il y a un équilibre thermique dynamique entre la création de paire électron-trou de part et d'autre de la jonction et leur recombinaison. On peut donc écrire

$$e \left(D_e \frac{\partial n}{\partial x} \right) = -en\nu_e \mathbf{E}_x = en\nu_e \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (7.57)$$

où l'on a remplacé \mathbf{E} par $-\mathbf{grad}\phi$. En tenant compte de (7.50), $\partial n/\partial x$ peut s'écrire :

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \beta en \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (7.58)$$

En introduisant (7.58) et (7.57), on en déduit la **relation d'Einstein** :

$$D_e = \frac{k_B T}{e} \nu_e \quad (7.59)$$

Il existe de même une relation équivalente pour les trous.

7.6.2 Le modèle de Schottky

Un traitement exact de la jonction $p - n$ n'est pas simple, car il faut résoudre de façon autocohérente l'équation de Poisson (7.47) en introduisant $\rho(x)$ donné par (7.48) et (7.51) avec les conditions aux limites

$$\begin{aligned} n(\infty) &\cong N_d = N(T) \exp[-\beta(E_c - e\phi(\infty) - \mu)] \\ p(-\infty) &\cong N_a = P(T) \exp[-\beta(\mu - E_v + e\phi(-\infty))] \end{aligned} \quad (7.60)$$

Dans le **modèle de Schottky**, on admet, en accord avec la discussion qualitative faite plus haut, que la densité de charge $\rho(x)$ est telle que

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x > d_n \\ eN_d & \text{si } 0 < x < d_n \\ -eN_a & \text{si } -d_p < x < 0 \\ 0 & \text{si } x < -d_p \end{cases} \quad (7.61)$$

où $d_n + d_p$ mesure l'extension de la zone dans laquelle la densité de charge est non nulle. On parle de **zone d'apauvrissement** car la densité des porteurs de charge est très faible dans cette zone.

L'équation de Poisson peut alors être résolue en remplaçant $\rho(x)$ par son expression (7.61). On obtient :

$$\phi(x) = \begin{cases} \phi(\infty) & x > d_n \\ \phi(\infty) - \left(\frac{eN_d}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}\right)(x - d_n)^2 & 0 < x < d_n \\ \phi(-\infty) + \left(\frac{eN_a}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}\right)(x + d_p)^2 & -d_p < x < 0 \\ \phi(-\infty) & x < -d_p \end{cases} \quad (7.62)$$

La condition de continuité de $\phi(x)$ en $x = 0$ implique que

$$N_d \cdot d_n = N_a \cdot d_p \quad (7.63)$$

C'est simplement la relation qui exprime que l'excès de charge positive du côté n est compensé par l'excès de charge négative du côté p .

La condition de continuité de $\phi(x)$ en $x = 0$ s'écrit,

$$\left(\frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} \right) (N_d d_n^2 + N_a d_p^2) = \phi(\infty) - \phi(-\infty) = \Delta\phi \quad (7.64)$$

Cette relation couplée avec la condition aux limites (7.60) qui implique que $e\Delta\phi = E_g + k_B T \ln \left(\frac{N_d \cdot N_a}{N \cdot P} \right)$ permet de déterminer d_n et d_p , on obtient

$$\begin{aligned} d_n &= \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\Delta\phi}{e} \right)^{1/2} \left(\frac{N_a/N_d}{N_a + N_d} \right)^{1/2} \\ d_p &= \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\Delta\phi}{e} \right)^{1/2} \left(\frac{N_d/N_a}{N_a + N_d} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (7.65)$$

Pour une valeur $e\Delta\phi \cong E_g = 1$ eV, $\varepsilon_r = 10$, et des concentrations comprises entre 10^{14} et 10^{18} impuretés/cm³ on obtient,

$$d_n = 2.35 \times 10^4 \text{ \AA} - 2.35 \times 10^2 \text{ \AA}$$

Ainsi la largeur de la zone de déplétion est typiquement comprise entre 100 et 10'000 Å. Cela signifie que si l'on répète ce calcul pour une jonction réelle, dans laquelle la variation de la nature des impuretés se fait sur une zone ≤ 100 Å, la nature qualitative des résultats ne sera pas modifiée.

7.6.3 L'effet diode d'une jonction $p - n$ (traitement élémentaire)

Analysons maintenant le comportement d'une jonction $p - n$ à laquelle on applique un potentiel extérieur V . Nous supposerons que V est positif s'il augmente le potentiel ϕ de la zone p par rapport à la zone n .

Lorsque $V = 0$ nous avons montré que la densité des porteurs de charge est très faible dans la zone de déplétion, cela implique que cette zone possède une résistance électrique nettement supérieure à celle des régions p et n homogènes. En d'autres termes on peut considérer une jonction $p - n$ comme un circuit série où une zone de résistance élevée se trouve entre 2 zones de faible résistance. Ainsi, lorsque le potentiel V est appliqué à un tel circuit, la variation de potentiel se fait pratiquement uniquement dans la zone de

déplétion. Cependant la différence de potentiel entre les 2 extrémités de la zone a changé, elle passe de la valeur $\Delta\phi_0$ (où l'indice 0 indique que c'est la valeur $\Delta\phi$ pour $V = 0$) à

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0 - V$$

On peut associer à cette variation de $\Delta\phi$ une modification de l'extension $d_n + d_p$ de la zone de déplétion. Comme selon (7.65) d_n et d_p varient comme $(\Delta\phi)^{1/2}$, on a,

$$d_n(V) = d_n(V=0) \left[1 - \frac{V}{(\Delta\phi_0)} \right]^{1/2} \quad (7.66)$$

A l'équilibre thermique le courant de diffusion j_e^{diff} et le courant j_e^E sont égaux et opposés, il en est de même pour les courants associés aux trous. En présence d'un potentiel extérieur V cet équilibre est détruit. Considérons par exemple les courants associés aux trous.

Le courant j_h^E des porteurs minoritaires provient de la région n , les trous sont entraînés à travers la zone de transition dans la région p par le potentiel $\phi(x)$. Comme les porteurs minoritaires sont constamment générés dans la région n par excitation thermique, on note ce courant le **courant de génération**, j_h^{gen} . Si la largeur de la zone de transition est suffisamment faible et le taux de recombinaison électron-trou suffisamment petit, tous les trous provenant de la région n qui subissent l'effet de $\phi(x)$ seront transférés dans la région p . Cet effet est essentiellement indépendant de la valeur du potentiel $\Delta\phi_0$ et du potentiel extérieur V .

Le courant de diffusion j_h^{diff} des trous de la région p , où les trous sont majoritaires, dans la région n se comporte différemment. On le note **courant de recombinaison**, j_h^{rec} . Dans cette direction les trous doivent surmonter la barrière de potentiel $(\Delta\phi_0 - V)$. La fraction de trous qui passent la barrière de potentiel est déterminé par le facteur de Boltzman, on a donc

$$j_h^{rec} \sim \exp[-\beta(e\Delta\phi_0 - eV)] \quad (7.67)$$

Ce courant est donc très sensible au potentiel extérieur V , contrairement au "generation current". Lorsque $V = 0$, le courant de trous global est nul, on a donc,

$$j_h^{rec}(V=0) = j_h^{gen} \quad (7.68)$$

ce qui implique en tenant compte de (7.67),

$$j_h^{rec} = j_h^{gen} \exp(eV/k_B T)$$

Le courant total de trous est ainsi égal à,

$$\mathbf{j}_h = \mathbf{j}_h^{gen} \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (7.69)$$

²

On peut faire la même analyse pour le courant associé aux électrons, ce qui donne

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_h = (\mathbf{j}_e^{gen} + \mathbf{j}_h^{gen}) \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (7.70)$$

qui possède le comportement asymétrique caractéristique d'une diode (voir Fig. 7.26).

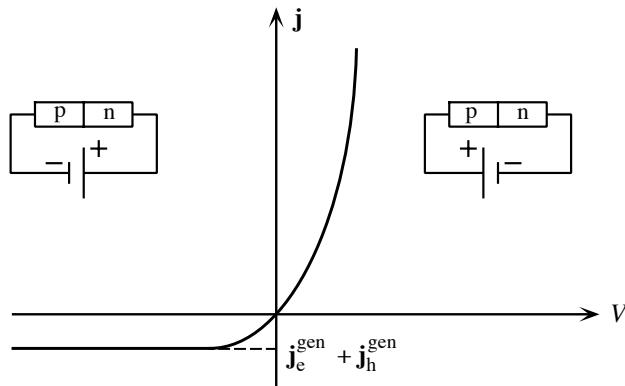


FIGURE 7.26 – Courant en fonction de V pour une jonction $p-n$. Cette caractéristique est valable si eV est faible par rapport à E_g . Le courant pour $V < 0$ dépend de la température en $\exp(-E_g/k_B T)$.

Pour dériver une valeur quantitative du courant de saturation $-(\mathbf{j}_e^{gen} + \mathbf{j}_h^{gen})$ dans la polarité inverse, il faut faire une étude plus détaillée des courants stationnaires en présence d'un potentiel extérieur. Le lecteur intéressé pourra consulter un livre spécialisé ou par exemple Ashcroft-Mermin (fin du chap. 29). L'analyse détaillée indique qu'un paramètre essentiel est la longueur de diffusion des électrons et des trous avant qu'ils se recombinent lors d'une transition interbande, elles sont données pour les électrons et les trous par

$$L_e = (D_e \tau_e)^{1/2} \quad L_h = (D_h \tau_h)^{1/2} \quad (7.71)$$

2. Le signe moins vient du fait que le courant de génération circule dans le sens opposé au courant de recombinaison.

où τ_e et τ_h sont les temps caractéristiques de recombinaison compris entre 10^{-3} et 10^{-8} s. Pour qu'une diode fonctionne normalement il est essentiel que L_e et L_h soient supérieurs à la largeur ($d_n + d_p$) de la zone d'appauvrissement.

Le résultat final conduit à :

$$j_h^{gen} = \left(\frac{n_i^2}{N_d} \right) \frac{L_h}{\tau_h}; \quad j_e^{gen} = \left(\frac{n_i^2}{N_a} \right) \frac{L_e}{\tau_e} \quad (7.72)$$

La dépendance principale de j^{gen} en fonction de la température provient du terme en n_i^2 , proportionnel (voir 7.19) à $\exp(-E_g/k_B T)$.