

# SEMI-CONDUCTEURS

Dans ce chapitre nous examinerons la nature des semi-conducteurs ainsi que les différents modes de transports de charge que l'on y rencontre.

## 1. Classification des solides suivant leurs propriétés de conduction

### 1.1. RAPPEL SUR LA STRUCTURE ELECTRONIQUE DES ELEMENTS

Les atomes sont constitués d'électrons de charge négative  $q = -1,6 \cdot 10^{-19}$  C. et de masse  $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$  kg gravitant autour d'un noyau constitué de protons et de neutrons.

Lorsqu'un atome est constitué de plusieurs électrons, la répartition de ces électrons est décrite par les trois nombres quantiques.

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1$$

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

Il existe de plus un 4<sup>ème</sup> nombre appelé nombre de spin et ne pouvant prendre que les deux valeurs  $+ 1/2$  et  $- 1/2$ .

#### 1.1.1. Principe d'exclusion de Pauli (1925)

Ce principe nous dit qu'aucun électron ne peut avoir les 4 mêmes nombres quantiques.

- **Couches électroniques** : les électrons sont répartis suivant des couches que l'on note K, L, M, N, correspondant à  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$
- chaque couche est divisée en sous-couche s, p, d, f, correspondant à  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$

La procédure de remplissage des différentes couches est résumée dans le tableau 1 :

Couche	K	L		M			N			
n	1	2		3			4			
l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3
	s	s	p	s	p	d	s	p	d	f
$m_l$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,±1
			±1		±1	±1,±2		±1	±1,±2	±2,±3
Nombre	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14
d'électrons	2	8		18			32			

Tableau 1 Procédure de remplissage des couches électroniques

La règle de remplissage des couches électroniques se fait suivant les énergies croissantes. L'énergie d'un électron étant déterminée par les deux nombres quantiques principaux  $n$  et  $l$ , le remplissage se fait pour les valeurs croissantes de la somme  $n+l$ ,  $n$  croissant pour une même valeur de  $l$ . Ainsi l'ordre de remplissage des couches M et N se fait dans le sens:

3s -> 3p -> 4s -> 3d -> 4p -> 5s -> 4d -> 5p -> 6s ->

Cette règle connue sous le nom de règle de *Klechkowski* connaît cependant un certain nombre d'anomalies dont le remplissage de la couche 5d avant la couche 4f en est un exemple

### 1.1.2. Exemples :

Carbone :  $Z = 6$   $1s^2 2s^2 2p^2$

Germanium :  $Z = 32$   $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^2$

Silicium :  $Z = 14$   $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$

Aluminium:  $Z = 13$   $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$

Cuivre:  $Z = 29$   $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1 3d^{10}$

Il semblerait que les 3 éléments du groupe IV aient les mêmes propriétés électriques du fait de la similitude de remplissage de leur couche externe. Or il n'en est rien du fait que l'on a affaire à des solides et que les structures cristallines ne sont pas identiques pour le Carbone et le Silicium ou le Germanium.

Dans le cas de métaux tels que l'Aluminium et le Cuivre on remarque la présence d'un électron solitaire sur la dernière couche; cet électron sera alors susceptible de participer à la conduction de l'électricité.

## 1.2. NOTIONS SUR LA THEORIE DES BANDES D'ENERGIE DANS LES SOLIDES

Les semi-conducteurs et les métaux ont une structure cristalline, c'est-à-dire que les atomes ou molécules sont groupés en réseaux régulièrement disposés dans l'espace. Dans ces réseaux la distance inter atomique étant faible (de l'ordre de quelques Å) les atomes ne peuvent plus être considérés comme isolés et il en résulte des interactions (de nature électrostatique entre les divers atomes).

Considérons un cristal constitué de  $N$  atomes du groupe IV a ( $C, Ge, Si, Sn$ ) et supposons que l'on puisse faire décroître la distance inter-atomique.

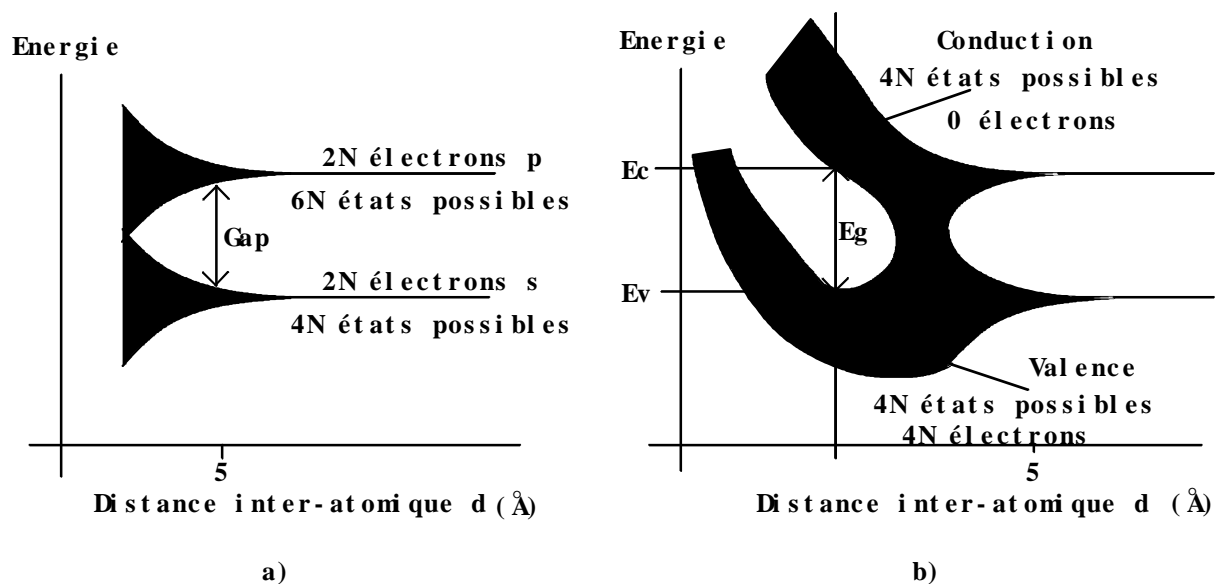


Figure 1 Diagrammes d'énergie des éléments du groupe IV lorsque la distance inter-atomique décroît: apparition des bandes d'énergie

Lorsque les distances inter-atomiques deviennent suffisamment faibles l'ensemble du cristal devient un système électronique qui obéit au principe d'exclusion de Pauli. On a donc, une dégénérescence des états d'énergie. Cette dégénérescence se traduit par la démultiplication des niveaux d'énergie correspondants aux sous-couches s et p en  $N$  sous-niveaux qui constituent autant d'états d'énergie possible pour les électrons. Ces  $N$  états distincts constituent une bande d'énergie. On a donc  $2 \text{ états} \rightarrow 2N \text{ états}$ .

On note l'existence d'une bande d'énergie appelée bande interdite qui ne comprend aucun état possible. Lorsque la distance inter-atomique décroît encore, on a affaire à ce que l'on appelle des interactions fortes et l'on obtient la structure représentée à la figure b).

### 1.3. ISOLANTS, SEMI-CONDUCTEURS, CONDUCTEURS

On distingue isolants semi-conducteurs et conducteurs à partir de leur structure de bande d'énergie.

à 0° K tous les électrons se trouvent dans la bande de valence pour les isolants et les semi-conducteurs. Lorsque la température s'élève, l'énergie apportée aux électrons n'est pas suffisante pour les faire passer de la bande valence dans la bande de conduction pour un isolant ( $E_G = 6 \text{ eV}$ ) tandis que pour un semi-conducteur quelques électrons passeront de la bande de valence dans la bande de conduction ( $E_G = 1 \text{ à } 1.5 \text{ eV}$ ).

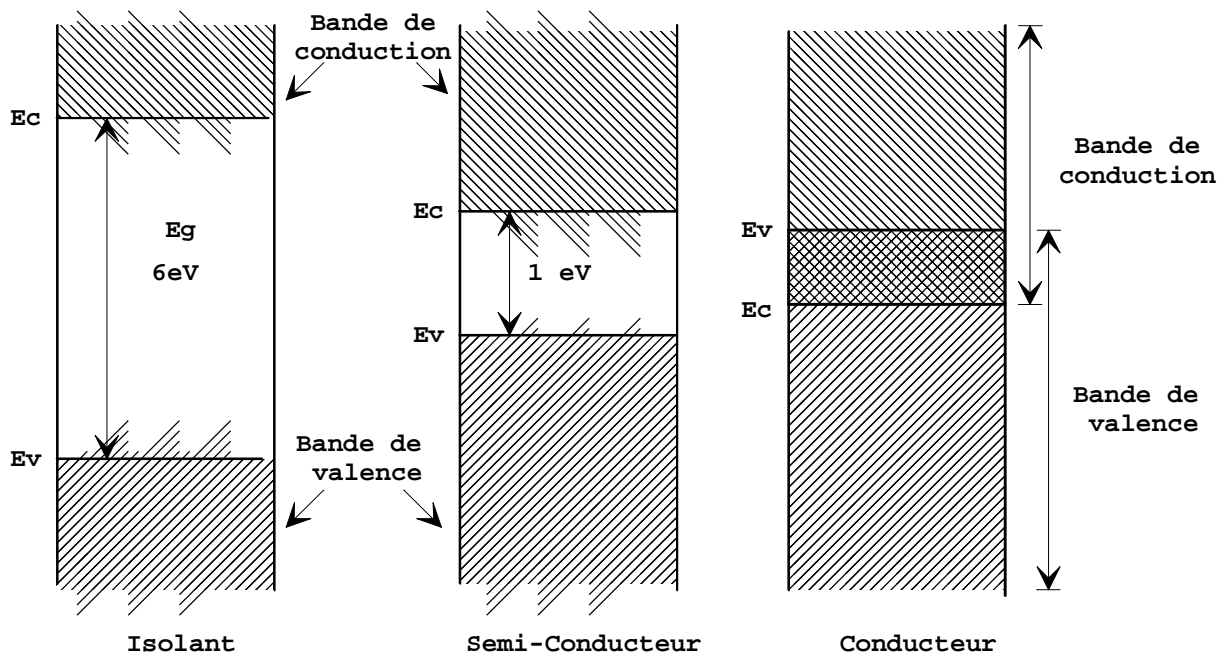


Figure 2 Diagrammes de bandes d'énergie des différents types d'éléments

## 2. Phénomènes de transport de charge dans les semi-conducteurs

### 2.1. RAPPELS SUR LE PHENOMENE DE CONDUCTION DANS UN METAL

Dans un métal chaque atome est susceptible de fournir un voire 2 ou 3 électrons à la bande de conduction. Ces électrons ne peuvent être rattachés à aucun atome particulier et sont donc libres de se mouvoir à l'intérieur du cristal ; se sont les électrons libres. A la température ambiante et en l'absence de champ électrique les électrons sont animés de mouvement aléatoires dus aux collisions avec les atomes. Le déplacement moyen de l'ensemble des électrons est nul dans ce cas. Si l'on applique un champ électrique  $E$  à l'intérieur du métal la vitesse moyenne des électrons sera non nulle et sera proportionnelle au champ électrique pour de faibles valeurs de celui-ci; on a alors:

$$\vec{v} = \mu \vec{E} \quad (1)$$

$\mu$  est appelée la mobilité des électrons et s'exprime en  $m^2/V.S$ .

Ce déplacement d'électrons va engendrer un courant dit courant d'entraînement

#### 2.1.1. Densité de courant

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

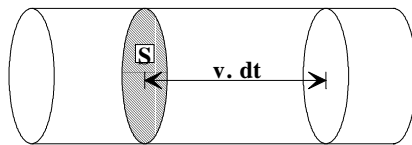


Figure 3 Cylindre des charges traversant la section  $S$  pendant le temps  $dt$

Le courant à l'intérieur du barreau est

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (2)$$

où  $dQ$  est la charge traversant la section  $S$  pendant le temps  $dt$ . Cette charge est constituée par l'ensemble des charges qui peuvent atteindre la section  $S$  pendant le temps  $dt$  soit celles contenues dans le cylindre de longueur  $v \cdot dt$  (fig-3).

$$dQ = n \cdot q \cdot S \cdot v \cdot dt \quad (3)$$

et

$$I = n \cdot q \cdot S \cdot v = \frac{dQ}{dt} \quad (4)$$

la densité de courant  $J$  est alors

$$J = n \cdot q \cdot v \quad (5)$$

Compte tenu de la relation (1) on a:

$$J = n \cdot q \cdot \mu \cdot E = \sigma \cdot E \quad (6)$$

$\sigma$  est la conductivité du métal et la résistivité  $\rho = \frac{1}{\sigma}$

$$\sigma = n \cdot q \cdot \mu \quad (7)$$

$n \sim 10^{28}/\text{m}^3$  pour un conducteur

$n \sim 10^7/\text{m}^3$  pour un isolant

## 2.2. ELECTRONS ET TROUS DANS UN SEMI-CONDUCTEUR PUR (INTRINSEQUE) LIAISON DE COVALENCE

Les 4 électrons de la couche périphérique des éléments du groupe IV forment avec les électrons des atomes voisins des paires d'électrons qui assurent les liaisons inter-atomiques appelées liaisons de covalence ex. : Germanium.

Comme tous les électrons des couches périphériques sont insérés dans des liaisons covalentes le Germanium a une conductivité très faible à basse température.

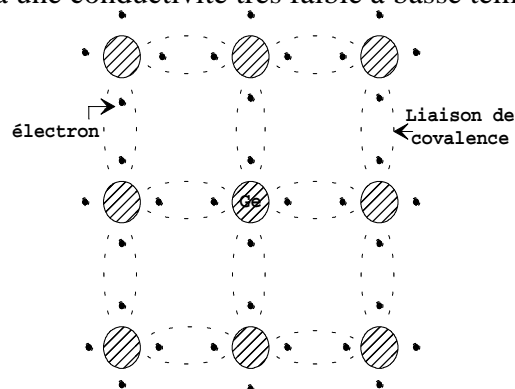


Figure 4 Structure des liaisons de covalence des éléments du groupe IV

### 2.2.1. Notion de trou

Si l'on apporte sous forme thermique une énergie suffisante au cristal : ( $E_G = 0,72$  eV Ge ;  $E_G = 1,1$  eV si ;  $E_G = 1.42$  eV AsGa). Plusieurs des liaisons covalentes peuvent-être détruites libérant ainsi un électron. L'atome possédant ainsi 1 électron de moins sur sa couche

externe est donc porteur d'une charge électrique positive  $q = + 1,6 \cdot 10^{-19}$  C. Un tel manque d'électron au niveau d'une liaison de covalence est appelé un **trou**.

La notion essentielle est que ce trou pourra participer à la conduction de la manière suivante: un électron d'une liaison voisine d'un trou pourra facilement se déplacer pour venir compléter cette liaison sous l'effet d'une faible énergie laissant par la même, un trou là où il était. Tout se passe comme si le trou s'était déplacé dans la direction opposée à celle de l'électron. Ce phénomène est illustré à la figure 5 où on a représenté la **génération** d'un électron de l'atome A qui se **recombine** avec l'atome B qui avait initialement un manque d'électron. Tout se passe comme si le trou s'était déplacé de B vers A. Sous l'effet d'un champ électrique le déplacement moyen des électrons générés ne sera pas nul dans le sens opposé au champ électrique ce qui induit un déplacement équivalent des trous dans le sens du champ électrique.

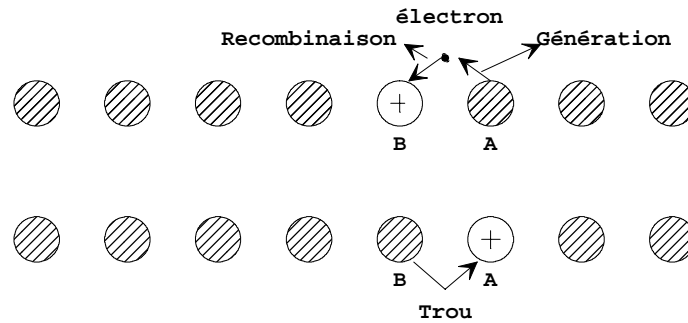


Figure 5 Illustration de la notion de trou

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

$$n = p = n_i \quad (8)$$

$n_i$  est la concentration en porteurs du semi-conducteur intrinsèque

### 2.3. .DOPAGE D'UN SEMI-CONDUCTEUR

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

### 2.3.1. Donneurs

Supposons que l'on introduise dans le semi-conducteur des atomes appartenant au groupe V de la classification périodique (Azote  $N^7$ , Phosphore  $P^{15}$ , Arsenic  $As^{33}$ ). Ces atomes ont 5 électrons sur leur couche périphérique. Etant insérés dans le cristal comme sur la figure 6, 4 des ces électrons participeront aux liaisons covalentes tandis que le 5ème sera un électron quasi-libre pouvant participer à la conduction de l'électricité. En effet l'énergie requise pour le rendre libre est de l'ordre de 0,01 eV pour Ge et de 0,05 eV pour Si.

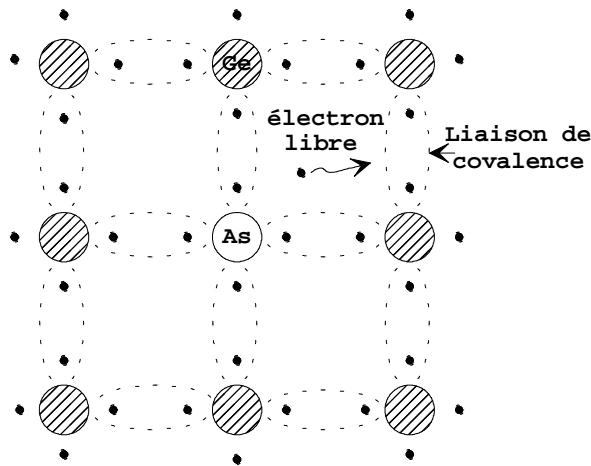


Figure 6 Introduction d'un atome donneur dans le réseau

On dit que l'on a affaire à un semi-conducteur dopé N. A la température ambiante pratiquement tous les donneurs sont ionisés et si la concentration en atomes donneurs est  $N_D/m^3$

la densité de porteurs libres du semi-conducteur sera

$$n = n_0 + N_D$$

où  $n_0$  est la densité d'électrons générés par le processus de rupture de liaisons de covalence qui engendre des paires électrons-trous.

Les ordres de grandeurs habituels des densités de dopage  $N_D$  sont de l'ordre de  $10^{14}$  à  $10^{19}$  atomes par  $cm^3$



### 2.3.2. . Accepteurs

Supposons que l'on introduise maintenant des atomes du groupe III (Bore  $b^5$ , Gallium  $G_a^{31}$ , Indium  $I_N^{49}$ ).

Ces atomes possèdent trois électrons sur leur couche périphérique. Ils vont donc former avec les atomes de Ge ou Si voisins des liaisons incomplètes que les électrons voisins viendront facilement compléter un générant derrière eux des **trous**.

On dit que le semi-conducteur est **dopé P** et à température ambiante il y a autant de trous que d'atomes accepteurs.

De la même façon que pour le semi-conducteur dopé N, la concentration en trous du semi-conducteur sera :

$$p = p_0 + N_A$$

### 2.3.3. . Densité de charges dans un semi-conducteur

Si l'on considère un Semi-conducteur possédant une densité  $N_D$  d'atomes donneurs et une densité  $N_A$  d'atomes accepteurs on peut estimer qu'à la température ordinaire toutes les impuretés sont ionisées. Il en résulte le bilan des charges suivant:

$N_D$  charges fixes +q provenant des atomes donneurs ionisés

$N_A$  charges fixes -q provenant des atomes accepteurs ionisés

n électrons libres provenant des liaisons de covalence rompues et des électrons libérés par les donneurs

p trous libres provenant des liaisons de covalence rompues et des trous libérés par les accepteurs

Le semi-conducteur étant globalement neutre on a:

$$n + N_A = p + N_D \tag{9}$$

Dans le cas de semi-conducteurs dopés N ou P la relation (9) se simplifie lorsque l'on tient compte des ordres de grandeur des différentes concentrations.

Semi-conducteur **dopé N**:

$$N_A = 0 \text{ et } N_D \gg p \Rightarrow n \cong N_D : \text{les électrons sont les porteurs majoritaires}$$

Semi-conducteur **dopé P**:

$$N_D = 0 \text{ et } N_A \gg n \Rightarrow p \cong N_A : \text{les trous sont les porteurs majoritaires}$$

### 2.3.4. Loi d'action de masse

La loi d'action de masse relie, à une température T, la densité de porteurs (électrons et trous) à la densité intrinsèque du semi-conducteur. Elle s'exprime par:

$$n \times p = n_i^2 \quad (10)$$

On en déduit la concentration de porteurs minoritaires de Semi-conducteurs dopés N et dopés P:

- trous dans un Semi-Conducteur dopé N:

$$p_N \cong \frac{n_i^2}{N_D}$$

- électrons dans un Semi-Conducteur dopé P

$$n_P \cong \frac{n_i^2}{N_A}$$

## 2.4. PROPRIETES ELECTRIQUES DES PRINCIPAUX SEMI-CONDUCTEURS

Dans un semi-conducteur la conduction de l'électricité se fait de manière bipolaire (électrons et trous).

Si on applique un champ électrique  $\mathbf{E}$  à un Semi-Conducteur on aura une densité de courant:

$$\mathbf{J} = (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot q \cdot \mathbf{E} \quad (12)$$

et

$$\sigma = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \quad (13)$$

Pour un semi conducteur intrinsèque on a:  $n = p = n_i$  (génération thermique) avec  $n_i$  qui est donnée par:

$$n_i^2 = A_0 \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_{G_0}}{kT}} \quad (14)$$

où  $A_0$  est une constante indépendante de la température et  $E_{G_0}$  est le "gap" à 0°K  $k$  est la constante de Boltzmann

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/°K}$$

le tableau 2 résume les valeurs des principaux paramètres pour le Germanium le Silicium et l'Arséniure de Gallium:

Propriété à 300°K	Ge	Si	AsGa
Largeur de bande interdite $E_g$ (eV)	0,67	1,1	1,4
Concentration d'atomes (/cm <sup>3</sup> )	4,42.10 <sup>22</sup>	5. 10 <sup>22</sup>	2,21. 10 <sup>22</sup>
Densité intrinsèque(/cm <sup>3</sup> )	2,4.10 <sup>13</sup>	1,45.10 <sup>10</sup>	9.10 <sup>6</sup>
Mobilités $\mu_n$ intrinsèques $\mu_p$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	3900 1900	1350 480	8600 250
Constantes diélectriques relatives $\epsilon_r$	16,3	11,7	12
Champ de claquage V/m	$\sim 8.10^6$	$\sim 3010^6$	$\sim 35.10^6$

Tableau 2 Propriétés électriques des principaux Semi Conducteurs

Le diagramme ci-dessous fournit les valeurs des mobilités des électrons et des trous pour les principaux matériaux en fonction du dopage en électrons ou en trous.

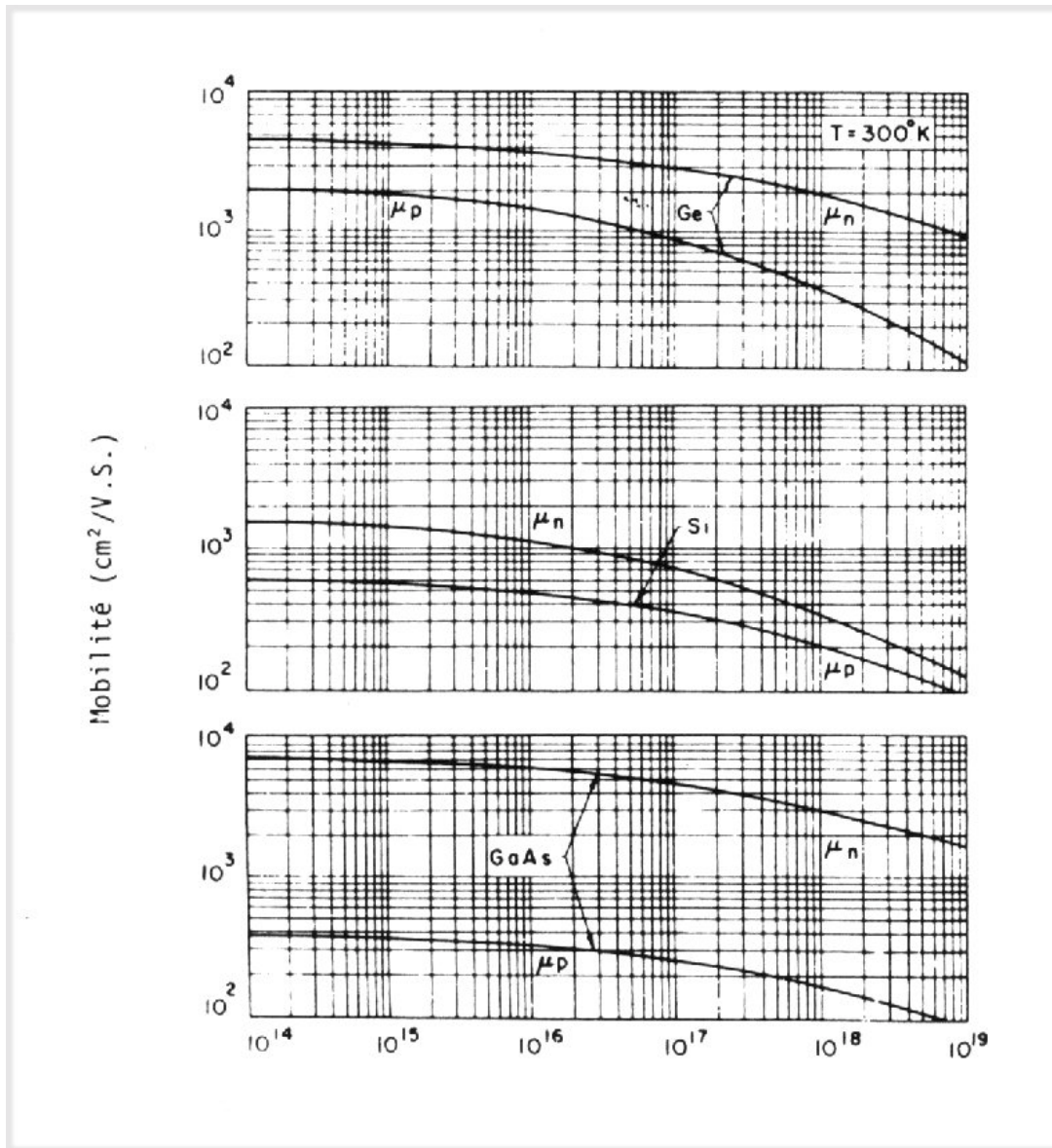


Figure 7 Variation des mobilités d'électrons et de trous pour Si, Ge et AsGa en fonction de la concentration en impuretés (d'après Sze « Physics of Semiconductor Devices »)

## 2.5. MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE ET MESURE DE LA MOBILITE DES TROUS DANS UN SEMI-CONDUCTEUR: EFFET HALL

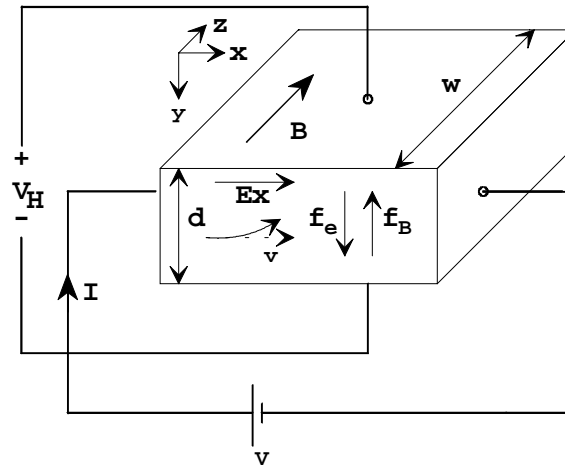


Figure 8 Illustration de l'effet Hall : mesure de la concentration de porteurs

Considérons une plaquette de semi-conducteur dopé P placée dans un champ magnétique dirigé suivant Oz et traversée par un courant électrique  $I$  dont la direction est Ox. Chaque porteur sera soumis à deux forces dirigées comme sur la fig-7:

- Une force électrique de valeur  $f_E = q \cdot E$
- Une force magnétique de valeur  $f_B = q \cdot v \cdot B$

où  $v$  est la vitesse moyenne des porteurs.

Il se crée un état d'équilibre caractérisé par l'égalité des forces électriques et magnétiques soit

$$f_e = q \cdot E = q \cdot v \cdot B = f_B$$

Si on admet un champ électrique uniforme à l'intérieur de la plaquette on obtient une ddp aux bornes des contacts 1 et 2 appelée ddp de Hall et dont la valeur est:

$$V_H = E \cdot d = B \cdot v_p \cdot d \quad (15)$$

En tenant compte de la relation donnant la vitesse des porteurs en fonction de leur mobilité on peut écrire:

$$V_H = B \cdot \left( \frac{J_p}{q \cdot p} \right) \cdot d = \frac{B \cdot I}{q \cdot p \cdot w} = R_H \frac{B \cdot I}{w} \quad (16)$$

$R_H$  est appelée constante de Hall du matériau et sa mesure nous fournit la densité de porteurs ainsi que leur signe:  $R_H$  est  $>0$  pour des trous et  $<0$  pour des électrons.

De plus si on suppose un champ uniforme suivant la direction  $x$  la mesure de  $R_H$  fournira aussi une mesure de la mobilité des porteurs. La vitesse  $v$  des porteurs est en effet liée au champ  $E_x$  par la relation  $v = \mu \cdot E_x$

## 2.6. COURANT DE DIFFUSION ET COURANT D'ENTRAÎNEMENT

Il existe dans les semi-conducteurs deux types de courants de nature différente:

- L'un est du à une concentration non uniforme en un type de porteurs donnés, il est appelé courant de diffusion.
- L'autre est du à l'entraînement des porteurs sous l'effet d'un champ électrique il est dit courant d'entraînement (courant drift).

### 2.6.1. Courant de diffusion

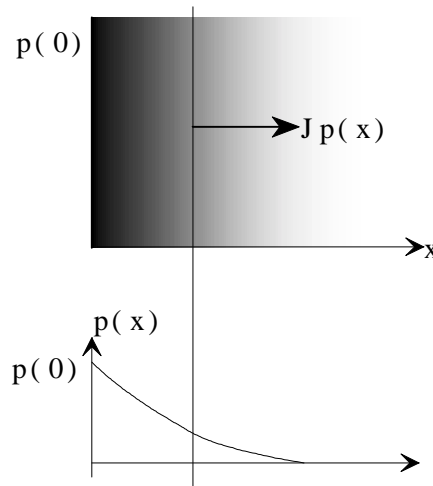


Figure 9 Répartition de la densité de trous diffusant dans un Semi conducteur

Considérons un semi-conducteur dopé P dont la concentration en trous varie suivant un axe  $x$  de la façon représentée à la figure 8. La densité de courant de diffusion en un point d'abscisse  $x$  est proportionnelle:

- à la charge  $q$ .
- à la variation de concentration  $\frac{dp}{dx}$

$$J_p = -q \cdot D_p \frac{dp}{dx} \quad (17)$$

$D_p$  est la constante de diffusion.

Les porteurs en excès tendent à se donner une concentration uniforme. Il en est de même dans le cas des électrons de concentration  $n(x)$  et on a:

$$J_n = q \cdot D_n \frac{dn}{dx} \quad (18)$$

### 2.6.2. Courant d'entraînement

C'est le courant que l'on rencontre dans les métaux et qui est proportionnel au champ électrique:

$$J_n = \sigma \cdot E.$$

Lorsque les deux phénomènes existent simultanément les courants totaux sont donnés respectivement pour les trous et les électrons par:

$$J_p = q \cdot p \cdot \mu_p E - q \cdot D_p \frac{dp}{dx} \quad (19-a)$$

$$J_n = q \cdot n \cdot \mu_n E + q \cdot D_n \frac{dn}{dx} \quad (19-b)$$

Les relations 19-a et 19-b sont les relations de densité de courant. Elles sont valables pour des champs électriques suffisamment faibles pour que la vitesse des porteurs reste proportionnelle au champ. Le courant total s'écrit alors:

$$J_{total} = J_n + J_p \quad (20)$$

### 2.6.3. Relation d'Einstein

Les constantes  $D_p$  et  $D_n$  sont liées aux mobilités  $\mu_n$  et  $\mu_p$  par la relation d'Einstein que l'on admettra sans démonstration:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k \cdot T}{q} = V_T \quad (21)$$

à  $T = 300^\circ\text{K}$   $V_T = 26 \text{ mV}$  et on a  $\mu = 39 D$

## 2.7. PROCESSUS DE GENERATION ET RECOMBINAISON

Si on considère un semi conducteur à l'équilibre thermique, il se produit en permanence un processus de **génération** de paires électrons-trous par agitation thermique. Cependant il existe aussi le processus inverse qui voit un électron se recombiner avec un trou c'est la **recombinaison**.

Dans un semi-conducteur à l'équilibre les deux processus s'équilibrent de façon à ce que la concentration en porteurs libres reste constante.

On peut montrer que si l'on injecte des porteurs minoritaires dans un matériau le taux de recombinaison de ces porteurs minoritaires est proportionnel à l'excès de concentration de ces porteurs minoritaires. Supposon que nous éclairions un barreau Semi-Conducteur dopé N avec une source d'intensité suffisante pour créer des paires électrons -trous. La densité de trous dans le matériau est alors  $p_n(0) > p_{no}$  (densité de trous à l'équilibre). Si à l'instant  $t=0$  on supprime l'éclairissement il se produira une recombinaison des trous en excès avec le taux de recombinaison.

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} \quad (22)$$

où  $\tau_p$  est la durée de vie moyenne des porteurs. L'évolution de la concentration de trous en excès dans le Semi conducteur N est donnée par l'équation:

$$p_n(t) = (p_n(0) - p_{no})e^{-\frac{t}{\tau_p}} + p_{no} \quad (23)$$

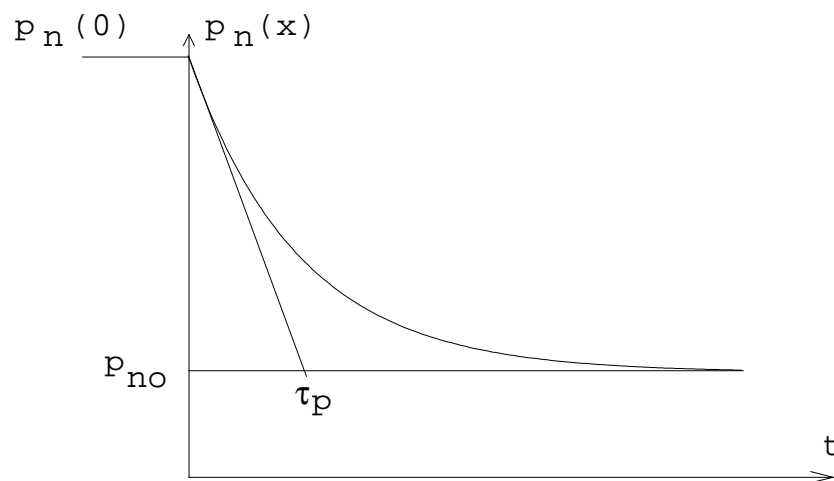


Figure 10 Répartition des trous en excès dans un SC dopé N en fonction du temps (phénomène de recombinaison)



## 2.8. EQUATIONS DE CONTINUITÉ

Dans un semi-conducteur les phénomènes de conduction du courant par diffusion et par entrainement cohabitent avec le phénomène de génération recombinaison. L'équation, tenant compte de tous ces phénomènes, et qui régit l'évolution de la charge au cours du temps est appelée équation de continuité.

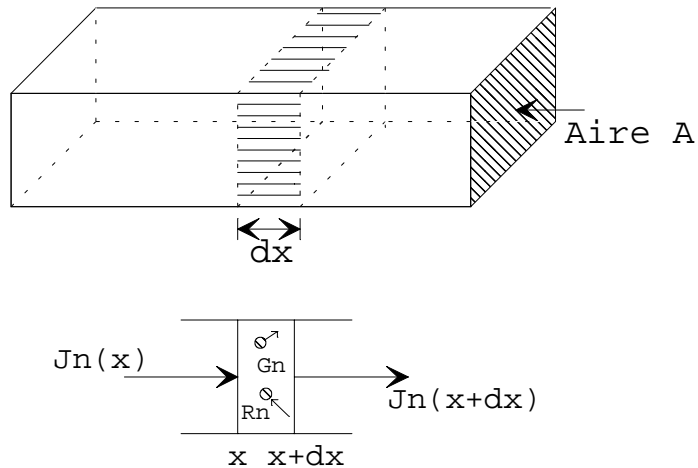


fig-10

Figure 11 Courant et processus de génération recombinaison

Si on effectue le bilan des charges apparues dans le volume élémentaire  $A \cdot dx$  pendant le temps  $dt$  on a:

- $-q \cdot \partial n \cdot A \cdot dx$  charges qui apparaissent pendant le temps  $dt$
- $J_n(x) \cdot A \cdot \partial t$  qui entrent dans le volume élémentaire
- $J_n(x + dx) \cdot A \cdot \partial t$  qui sortent du volume
- $-q \cdot G_n \cdot \partial t \cdot A \cdot dx$  charges générées
- $+q \cdot R_n \cdot \partial t \cdot A \cdot dx$  charges qui se recombinent

Le bilan net d'augmentation de charge est donc donné par:

$$\begin{aligned}
 -q \cdot \partial n \cdot A \cdot dx &= J_n(x) \cdot A \cdot \partial t - J_n(x + dx) \cdot A \cdot \partial t \\
 &\quad - q \cdot G_n \cdot A \cdot dx \cdot \partial t + q \cdot R_n \cdot A \cdot dx \cdot \partial t
 \end{aligned}
 \tag{24}$$

En tenant compte de la décomposition de  $J_n(x + dx)$  en série de Taylor soit:

$$J_n(x + dx) - J_n(x) = \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} dx \quad (25)$$

l'équation (24) est écrite sous la forme de l'équation de continuité pour les électrons.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + (G_n - R_n) \quad (26)$$

de la même façon on peut écrire pour les trous:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + (G_p - R_p) \quad (27)$$

Les équations (26) et (27) constituent les équations fondamentales de fonctionnement des dispositifs à semi-conducteurs. Elles seront associées à l'équation de Poisson pour déterminer les courants et charges dans les dispositifs.

## 2.9. RELATION DE BOLTZMANN

Une propriété importante du mécanisme lié à la diffusion est qu'il existe une ddp entre deux points d'un même solide qui présentent des concentrations en porteurs différentes. La relation de Boltzmann permet de calculer cette différence de potentiel.

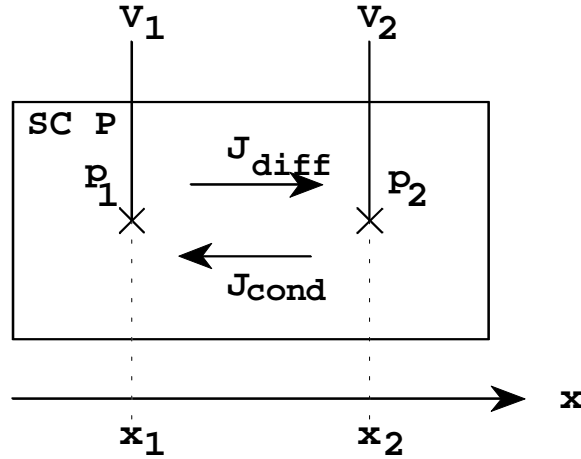


fig-11: Equilibre d'un Semi-conducteur à concentration non uniforme

Si on considère un barreau d'un semi-conducteur dopé P dans lequel les concentrations en trous aux points  $x_1$  et  $x_2$  sont respectivement  $p_1$  et  $p_2$  avec  $p_1 > p_2$ , il va se créer une diffusion de trous de  $x_1$  vers  $x_2$ . Cette diffusion de charges  $+q$  vers  $x_2$  entraîne un excès de charges en ce point et par là même un champ électrique  $E$  qui va s'opposer à la diffusion des trous. On observe donc une ddp  $(V_2 - V_1) > 0$  qui sera telle que le courant global, somme des courants de diffusion  $J_{diff}$  et  $J_{cond}$  soit nul.

Le courant total dû aux trous est:

$$J_p = J_{diff} + J_{cond} = -q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx} + q \cdot \mu_p \cdot E \quad (28)$$

Ce courant doit être nul et le champ  $E$  est donné par:

$$E(x) = \frac{1}{p} \cdot \frac{D_p}{m_p} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (29)$$

En intégrant l'équation (29) entre  $x_1$  et  $x_2$  et en tenant compte de la définition du potentiel  $E = -\frac{dV}{dx}$  on obtient la relation de Boltzmann liant les concentrations  $p_1$  et  $p_2$  aux potentiels  $V_1$  et  $V_2$  aux points  $x_1$  et  $x_2$ :

$$p_1 = p_2 \cdot e^{\frac{q(V_2 - V_1)}{kT}} \quad (30)$$

qui constitue la relation de Boltzmann.

Exemple: Cas d'une jonction P. N.

$$p_1 = N_A = 10^{18} \text{cm}^{-3}; p_2 = p_{N0} = \frac{n_i^2}{ND} = \frac{(1,5 \cdot 10^{10})^2}{10^{16}}; \frac{kT}{q} = 26 \text{mV}$$

d'où

$$V_2 - V_1 = 26 \cdot \text{Ln} \left( \frac{10^{34}}{1,5^2 \cdot 10^{20}} \right) = 820 \text{ mV} \quad \text{qui correspond à la barrière de}$$

potentiel d'une jonction PN.

## 2.10. COMPORTEMENT DES SEMI-CONDUCTEURS EN REGIME DE CHAMP FORT

La relation de proportionnalité établie entre le champ électrique et la vitesse des porteurs n'est valable que dans le cas de champs électriques modérés. Si l'intensité du champ augmente fortement ( $E > 10^3 \text{ V/cm}$ ) il apparaît 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 la vitesse des électrons peut être approximée par la formule suivante.

$$v_n = \frac{v_s}{\left[ 1 + \left( \frac{E_0}{E} \right)^\gamma \right]^{\frac{1}{\gamma}}} \quad (31)$$

$$v_s = 10^7 \text{ cm/s et } E_0 = 7 \cdot 10^3 \text{ V/cm à } T = 300 \text{ K}$$

Dans le cas de L'Arséniure de Gallium le phénomène de champ fort se traduit par une diminution de la vitesse pour des valeurs de champ supérieures à la valeur critique  $E_c = 3,5 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$ . Ce phénomène est dû 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 fig-13.

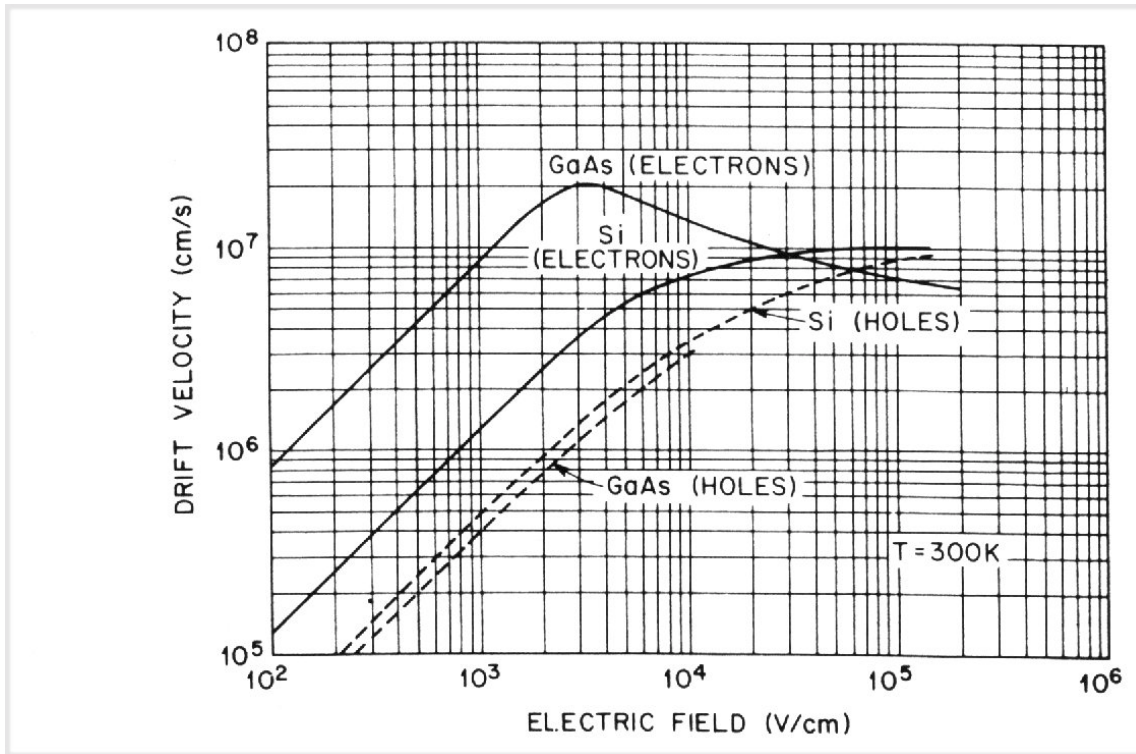


Figure 12 Vitesse des porteurs en fonction du champ électrique (d'après Sze : « *Physics of Semiconductor Devices* »)

### 3. Annexe-1

#### 3.1. EXTRAIT DE LA CLASSIFICATION PERIODIQUE DES ELEMENTS

I-B	II-B	III-A	IV-A	V-A	VI-A
		<b>B</b> 5 10,81	<b>C</b> 6 12,01	<b>N</b> 7 14,01	<b>O</b> 8 16,00
		<b>Al</b> 13 26,98	<b>Si</b> 14 28,09	<b>P</b> 15 30,97	<b>S</b> 16 32,06
<b>Cu</b> 29 63,54	<b>Zn</b> 30 65,37	<b>Ga</b> 31 69,72	<b>Ge</b> 32 72,59	<b>As</b> 33 74,92	<b>Se</b> 34 78,96
<b>Ag</b> 47 107,87	<b>Cd</b> 48 112,40	<b>In</b> 49 114,82	<b>Sn</b> 50 118,69	<b>Sb</b> 51 121,75	<b>Te</b> 52 127,60
<b>Au</b> 79 196,97	<b>Hg</b> 80 200,59	<b>Tl</b> 81 204,37	<b>Pb</b> 82 207,19	<b>Bi</b> 83 208,98	<b>Po</b> 84 210