

Un rappel de base des principes d'utilisation des semi-conducteurs en détecteurs adaptés à la Physique des Particules est exposé par B. EQUER ; la présentation de différentes réalisations expérimentales et leurs performances a été présentée discutée par M. PRIMOUT.

Cet ensemble de cours constitue un point utile de l'état actuel de développement et des espérances de la Physique des Particules au moment où s'ouvre, avec l'arrivée des collisionneurs, une fenêtre vers les énergies très élevées, et montre l'influence plus que jamais déterminante des résultats expérimentaux sur l'orientation des développements théoriques.

Au nom de tous les participants, nous remercions l'ensemble des professeurs pour la clarté de leurs exposés et nous avoir montré avec objectivité les différentes voies ouvertes dans l'exploration de cette Physique au-delà du Tev.

L'organisation de l'Ecole, prise en main par l'ensemble du laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, a été en tout point parfaite, favorisée par un temps idéal qui a permis une vivifiante détente dans la nature entre les Cours.

Le soutien administratif et financier de l'Ecole a été assuré par l'I N2 P3 et le laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont - Ferrand. Nous remercions tout particulièrement Mesdames M. FOURNIER et V. VIAL pour avoir assuré le secrétariat de l'Ecole en cours d'année et pendant la session, et la mise en page de cette publication. L'impression a été réalisée grâce au concours de MM. ARBOUSSE-BASTIDE, A. BEN RAIS et LE TAN XUAN que nous remercions bien vivement.

Pour le Comité d'Organisation

Claude GHESQUIERE

**LA PHYSIQUE DES DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS**

**B. EQUER**

**Laboratoire de Physique Corpusculaire  
Collège de France**

**PARIS, France**

## INTRODUCTION

Les dispositifs à semi conducteurs : détecteurs, transistors et autres, se sont développés à partir de la physique du cristal parfait, ultra pur. La technologie du silicium n'a d'ailleurs commencé que lorsqu'on a su tirer les premiers lingots fournissant une approximation acceptable de cet objet physique idéal. La compréhension des détecteurs à semi conducteur passe donc par quelques éléments de Physique des Solides. Avec les détecteurs récents : CCD, chambre à dérive solide et avec les détecteurs futurs qui seront probablement des structures multicouches (voire superréseaux ?), sans doute réalisés sur des matériaux bien différents du cristal pur, les phénomènes physiques deviennent plus complexes et le développement de ces détecteurs exige autant une approche de physicien que de technologue. C'est ce qui justifie les brefs rappels de physique des Solides présentés dans les paragraphes 1 et 2. Ils sont limités aux propriétés physiques indispensables, c'est-à-dire essentiellement la conductivité. Les jonctions p n et MIS sont discutées dans les paragraphes suivants dans la seule perspective de leur emploi en détection. Beaucoup de sujets sont abordés dans un survol heuristique et parfois approximatif, qui a surtout l'ambition d'inviter à la (re)lecture des bons auteurs... Enfin il n'est rien dit sur l'emploi des détecteurs dans les expériences de Hautes Energies, ce sujet faisant l'objet du cours de M. PRIMOUT.

---

## 1. LA FORMATION DES BANDES D'ENERGIE.

Le processus est bien connu dans le cas des cristaux parfaits infinis. Il se comprend facilement dans un modèle à une dimension : la chaîne linéaire d'atomes. Donnons d'abord quelques arguments qualitatifs : pour construire les niveaux électroniques de 2, 3, ...N atomes en partant des niveaux  $E_i$  ( $i=0,1,2, \dots, N$ ) de l'atome isolé (supposés non dégénérés pour simplifier), on commence par considérer deux atomes identiques et sans interaction, c'est-à-dire à distance infinie. Chaque niveau est alors deux fois dégénéré. En rapprochant les deux atomes à distance finie on lève la dégénérescence. En passant à 3 puis N atomes, on voit de la même façon que l'interaction lève la dégénérescence et chaque état  $E_i$  devient un multiplet de 3 puis N états. A la limite où N tend vers l'infini, on trouve une bande continue (figure 1).

Il faut noter dès maintenant que l'existence des bandes n'est pas liée à la stricte périodicité du cristal, mais plutôt à l'existence d'un ordre local : les matériaux amorphes présentent aussi une structure de bandes, mais les bords de bande ne sont pas abrupts (Voir 6.3).

### 1.1 La chaîne linéaire d'atomes.

On considère une chaîne infinie d'atomes identiques, régulièrement espacés. Soit  $E_0$  l'énergie d'un état électronique de l'atome isolé et  $|\psi_0\rangle$  l'état associé pour le  $j$ ème atome. L'interaction entre les atomes de la chaîne est traitée comme une perturbation qui lève la dégénérescence de  $E_0$ . Dans le sous-espace des états  $|\psi_0\rangle$  (supposés orthogonaux) on cherche  $|\Psi\rangle = \sum_j C_j |\psi_{0j}\rangle$  qui diagonalise le hamiltonien H. On admet que seuls les deux plus proches voisins contribuent à l'interaction, c'est-à-dire :

$$\langle \psi_{0j} | H | \psi_{0j\pm 1} \rangle = -A \quad (1)$$

et on pose  $\langle \psi_{0j} | H | \psi_{0j} \rangle = E_0' = E_0 - \epsilon$  et  $\epsilon < 0$  (en effet, les potentiels atomiques sont attractifs donc négatifs et un électron est plus lié dans la chaîne que par un atome isolé).

Avec ces hypothèses, H a la forme simple (dans le sous-espace considéré) :

$$H = \begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -A & E_0' & -A & & & \\ & -A & E_0' & -A & & \\ & & -A & E_0' & -A & \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ & & & & -A & E_0' & -A \end{pmatrix} \quad (2)$$

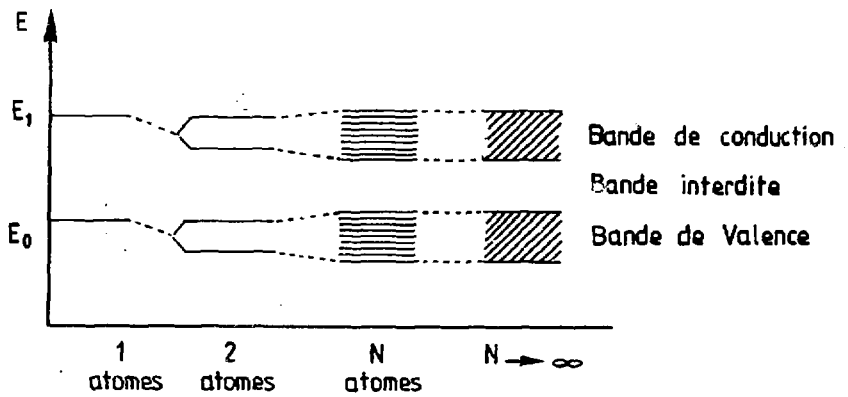
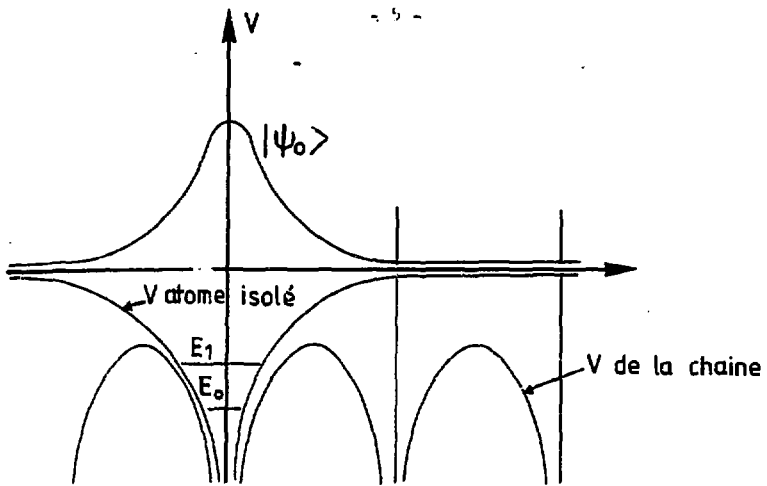


Figure 1

(on a supposé que A était réel pour simplifier la suite des calculs). Ecrivant

$H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$  on trouve le système d'équations :

$$E_0 c_j - A c_{j+1} - A c_{j-1} = E c_j$$

c'est une relation de récurrence sur les  $c_j$  qui admet comme solutions les progressions géométriques  $c_j = \alpha^j$  avec la condition sur  $\alpha^j$ :

$$\alpha^j (E_0 - A\alpha - A/\alpha) = E\alpha^j$$

Pour que  $\psi(x)$  reste borné, il faut de plus  $|\alpha| = 1$  soit :  $\alpha = e^{i\varphi}$  et la condition ci-dessus devient :

$$E = E_0 - 2A \cos\varphi \tag{3}$$

Soit  $E_0 - 2|A| \leq E \leq E_0 + 2|A|$  qui définit la bande associée à l'état  $|\psi_0\rangle$  de l'atome isolé. Ce modèle simple explique plusieurs propriétés des solides. [1] [2]

a - Les états les plus liés donnent les bandes les plus étroites (état lié implique fonction d'onde localisée donc faible recouvrement des fonctions d'onde, donc  $|A|$  petit)

b - Si on part d'un état  $E_0$  "plein" (2 électrons de spins opposés), on trouve un multiplet de N états pour N atomes où on peut donc placer les 2N électrons de ces N atomes. Par conséquent la bande est pleine.

c - Lorsque  $E_0$  est le fondamental et  $E_1$  le premier état excité, la bande associée à  $E_0$  est la bande de valence, celle associée à  $E_1$  est la bande de conduction. Si ces deux bandes sont séparées, l'intervalle entre les deux est la bande interdite dont la largeur est notée  $E_g$ . Si celle-ci est de l'ordre ou inférieure à quelques eV le matériau est dit semi-conducteur, sinon il est dit isolant.

d - Si l'on considère les quatre matériaux C, Si, Ge et Sr. (qui sont de la colonne IV du tableau de Mendeleev et existent dans la même structure cristalline) le potentiel atomique croissant avec Z entraîne que A croît avec Z ce qui est conforme à l'observation:

Elément	C (diamant)	Si	Ge	Sn
Z	6	14	32	50
$E_g$	5,5eV	1,1eV	0,77eV	#0

## 1.2 Fonctions d'onde électronique.

Elles présentent des analogies avec celles des particules libres liées au fait que dans les deux cas (particule libre et cristal parfait) le hamiltonien est invariant par un groupe de translations. Dans le cas du cristal le groupe des translations  $T(\vec{n})$ , où  $\vec{n}$  est un vecteur du réseau cristallin laisse évidemment le cristal invariant.

On peut faire le parallèle suivant entre les deux situations :

particule libre

$$[H, T(\vec{v})] = 0$$

( $\vec{v}$ , vecteur de  $\mathbb{R}^3$ )

cristal

$$[H, T(\vec{n})] = 0$$

( $\vec{n}$  vecteur du réseau cristallin  $\vec{n} = k\vec{a} + l\vec{b} + m\vec{c}$ , avec  $\vec{a}, \vec{b}$  et  $\vec{c}$  vecteurs de base du réseau, en général non orthogonaux et non normés)

Conséquences :

- Il existe une base commune à  $H$  et  $T$

- Il existe une quantité conservée :

$\vec{p}$  impulsion

pseudo impulsion

- La loi de groupe des  $T$  définit la forme des valeurs propres de  $T$

$$e^{i\vec{k}\cdot\vec{v}}$$

$$e^{i\vec{k}\cdot\vec{n}}$$

(5)

- On en déduit la forme des fonctions d'onde

$$\Psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

$$\Psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (6)$$

(ondes de Bloch)

où  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  périodique sur le réseau

Revenons au réseau linéaire, les fonctions propres sont :  $|\psi\rangle = \sum_{j \in \mathbb{N}} c_j |\psi_{0j}\rangle$  et on a vu que  $c_j = \alpha^j = (e^{i\varphi})^j$

soit  $|\psi\rangle = \sum_j e^{i\varphi j} |\psi_j\rangle$  (en oubliant l'indice de la bande)

ou encore  $\Psi(x) = \sum_j e^{i\varphi j} \psi_j(x)$ , et par définition des  $\psi_j(x)$  :  $\psi_j(x) = \psi(x - jL)$

où  $l$  est le pas du réseau et  $\psi(x)$  la fonction d'onde de l'atome situé en  $x=0$ . Une translation sur le réseau  $x \rightarrow x + ml$ , ( $m$  entier) transforme  $\Psi(x)$  en :

$$\sum_j e^{i\varphi j} \psi(x + ml - jL) = e^{-im\varphi} \sum_j e^{i\varphi j} \psi_j$$

On vérifie que  $\Psi(x)$  est valeur propre de  $T(ml)$  pour la valeur propre  $e^{-im\varphi}$  et en comparant avec (5), on voit que  $\varphi = k l$  ; l'énergie prend donc la forme :

$$E_k = E_0 - 2A \cos kl \quad (7)$$

$$\text{avec : } \Psi_k(x) = \sum_j e^{iklj} \psi(x - jl)$$

(et on peut vérifier que  $\Psi(x)$  a la forme d'une onde de Bloch)

### 1.3 Propriétés des états électroniques.

On voit sur (7) que  $E_k$  et  $\Psi_k$  sont périodiques en  $k$  avec la période  $2\pi/l$ . On peut donc décrire complètement le système dans l'intervalle  $-\pi/l \leq k \leq \pi/l$  qu'on appelle la première zone de Brillouin.

Pour analyser les propriétés des états  $\Psi_k$ , on peut calculer la vitesse de groupe :

$$\vec{v}_g = 1/\hbar \vec{\nabla}_k (E_k)$$

soit dans le cas du réseau linéaire :

$$v = 2Al/\hbar \sin kl \quad (8)$$

Au voisinage de  $k = 0$ , on trouve bien un comportement de type particule libre :

$$\left| \begin{array}{l} v \cong k \\ \Delta E \cong k^2 \end{array} \right. \text{ où } \Delta E \text{ est l'énergie rapportée au bord inférieur de la bande.}$$

$$\text{Ceci suggère de poser : } \Delta E = 1/2 m^* v^2 \quad (9)$$



avec : 
$$1/m^* = 1/\hbar^2 \frac{\partial^2 E(k)}{\partial k^2}$$

On voit donc que pour  $k = 0$ , les états  $\psi_k$  décrivent des quasi particules libres de masse effective  $m^*$ .

Mais on note que la vitesse tend vers 0 en haut de bande et que la masse effective varie dans la bande et peut être négative ou nulle !

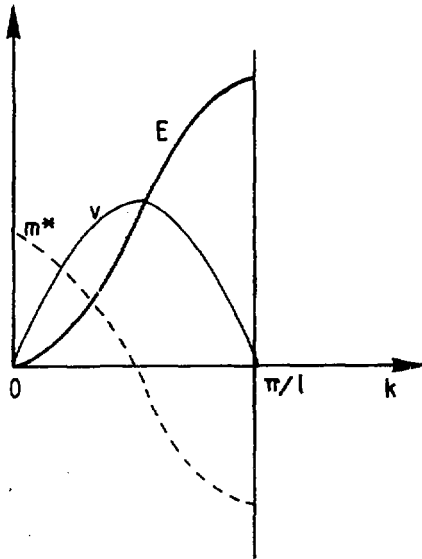


Figure 2

#### i.4 Effet d'un champ électrique.

La conductivité électrique est évidemment la première propriété à laquelle on s'intéresse. Considérons un paquet d'ondes localisé de vitesse de groupe  $\vec{v} = \vec{v}_g$ , dans un champ électrique  $\vec{E}$ . Pendant le temps  $dt$  son énergie varie de :

$$\begin{aligned} dE &= -q \vec{E} \cdot (\vec{v} dt), \text{ et en une dimension :} \\ dE &= -q E / \hbar \frac{dE}{dk} dt \end{aligned}$$

$$\text{soit } \hbar \frac{dk}{dt} = -q E \tag{10}$$

On retrouve donc un comportement classique. Le courant électrique créé par un champ dans un cristal est :

$$\vec{j} = -q \sum_{\text{tous les électrons}} \vec{v}_k$$

Si l'on considère une bande pleine (bande de valence d'un semi-conducteur par exemple)

$$\vec{j} = -q \sum_{\text{tous les électrons}} \vec{v}_k$$

Or toute bande pleine admet la symétrie  $k \rightarrow -k$  (du fait que le potentiel atomique  $V(r)$  est réel). Donc  $\vec{j} = 0$  pour une bande pleine, ce qui explique que les semi-conducteurs soient isolants à température nulle.

Si par contre une bande comporte des trous :

$$\begin{aligned} \vec{j} &= -q \sum_{\substack{\text{état} \\ \text{occupés}}} \vec{v}_k = -q \sum_{\substack{\text{bande} \\ \text{pleine}}} \vec{v}_k - \left( -q \sum_{\text{états vides}} \vec{v}_k \right) \\ \vec{j} &= -q \sum_{\text{trous}} \vec{v}_k \end{aligned} \quad (11)$$

On complète la description des trous comme quasi particules de charge  $+q$  en montrant que

$$\left| \begin{array}{l} k_t = -k_e \\ m_t = -m_e \\ v_t = v_e \\ \Delta E_t = -\Delta E_e, \Delta E_t \text{ étant la variation d'énergie d'un trou} \\ \text{passant d'un état électronique à un autre état séparé de } \Delta E_e. \end{array} \right.$$

### 1.5 Schéma standard...

Les situations les plus courantes amènent à ne considérer que les petites valeurs de  $k$  et les bandes de valence et de conduction. La bande de valence est

pleine ou presque pleine et ne contribue à la conduction que par ses trous. La bande de conduction est vide ou peu peuplée et contribue à la conduction par ses électrons. Pour la bande de conduction la constante  $A$  est positive, la masse effective  $m_e^*$  est donc positive. Au contraire pour la bande de valence  $A$  est négatif et  $m_e^*$  est négative et par conséquent  $m_t^*$  est positive. Enfin on admet que les bandes sont paraboliques au voisinage de  $\vec{k}=0$  (figure 3).

On complète le schéma standard en se rappelant que les axes  $E$  et  $\vec{k}$  correspondent aux électrons. Plutôt que d'introduire deux systèmes d'axes (pour les trous et les électrons) on décrira toujours trous et électrons dans le système des électrons. De façon mnémotechnique on se rappellera que sur les diagrammes de bandes un trou qui perd de l'énergie se déplace vers le haut.

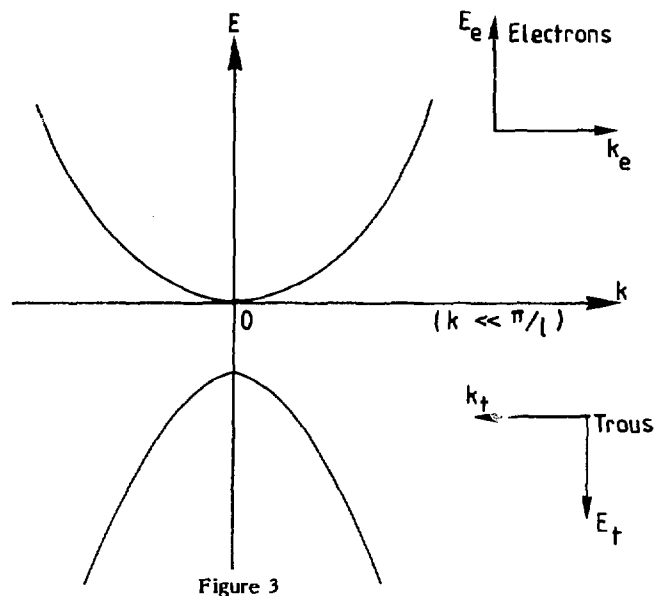


Figure 3

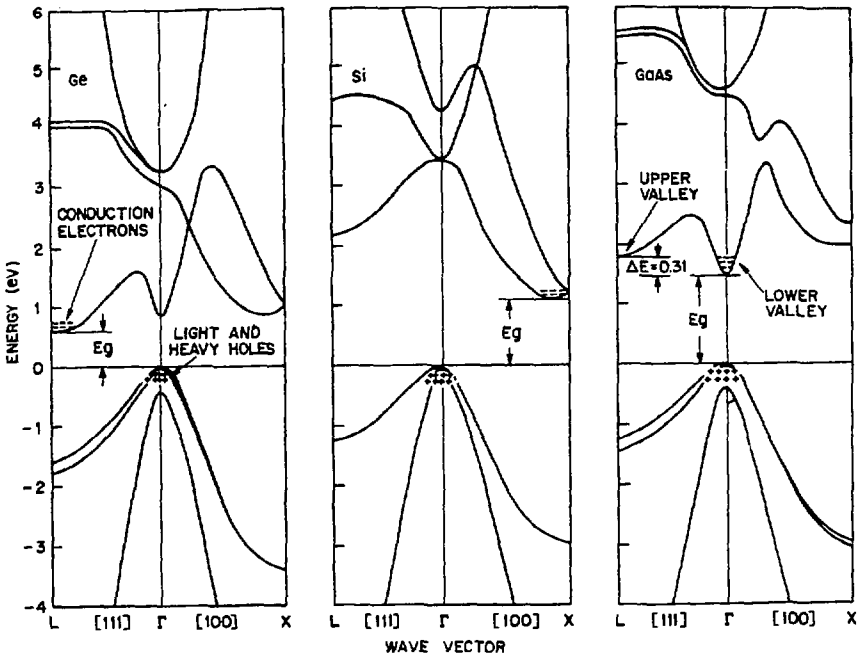
1.6 ...et les schémas de bande réels.<sup>1)</sup>

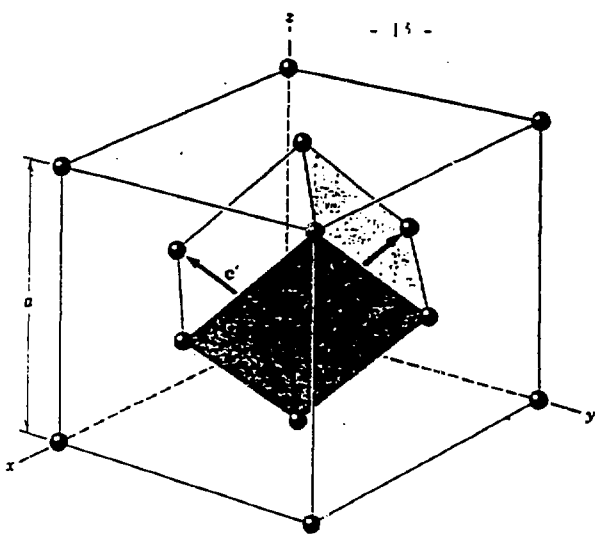
La réalité est cependant plus compliquée: Le calcul précédent peut être étendu sans difficulté au cas tridimensionnel. L'énergie cesse en général d'être une fonction isotrope de  $\vec{k}$  et il en est de même des autres grandeurs physiques comme la masse effective.

Une autre complication vient du fait que les électrons de valence de l'atome isolé sont dans des états différents : deux dans l'état s et deux dans l'état p pour le silicium. De plus l'état p est triplement dégénéré et l'interaction

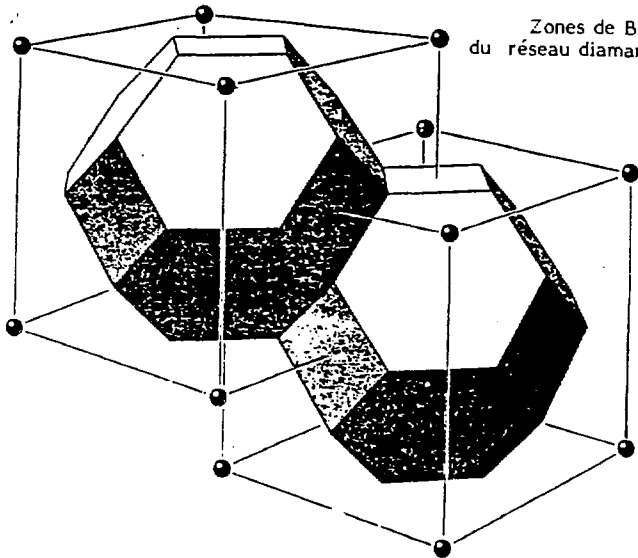
cristalline lève cette dégénérescence en donnant 3 bandes distinctes. Les courbures de ces bandes sont sensiblement différentes et on peut distinguer des trous "légers"  $m_h^* = 0,2 m_e$  et des trous lourds  $m_h^* = 0,5 m_e$ . Enfin la forme des bandes diffère sensiblement de la formule (3). Pour le silicium et le Germanium par exemple, le point le plus bas de la bande de conduction n'est même pas  $k=0$  et la création d'une paire électron-trou au seuil de la bande interdite ne peut pas se faire sans apport d'impulsion (cas des semi conducteurs à "transition indirecte"). Noter que le gap  $E_g$  correspond à la transition de plus basse énergie.

La figure 4 montre que la première zone de Brillouin est, en trois dimensions, un polyèdre à 14 faces. (Les 4 axes orthogonaux aux 8 facettes hexagonales correspondent aux 4 directions diagonales du grand cube du réseau réel et les 3 axes orthogonaux aux six facettes carrées sont associés aux 3 diagonales du petit cube qui sont distinctes de celles du grand cube. Ces 3 directions correspondent à des atomes plus proches les uns des autres que ceux des 4 premières directions, et donc dans l'espace des  $k$  à des intervalles plus grands).





Réseau cristallin  
type diamant



Zones de Brillouin  
du réseau diamant

Figure 4

## 2. SEMICONDUCTEURS A L'EQUILIBRE THERMIQUE

L'équilibre thermique résulte du bilan de trois processus (figure 5) :

- la génération thermique de paires électron-trou, importante dans les semiconducteurs du fait de la faible énergie requise pour créer une paire
- la relaxation des porteurs vers les bords de bande. Ce processus est très rapide ( $10^{-12}$  à  $10^{-13}$  s) et se fait par diffusion sur les phonons (dominant à  $T \gtrsim 300^\circ$  K) ou sur les défauts et impuretés (dominant à basse température ou dans les matériaux imparfaits)
- la recombinaison qui peut être directe (radiative ou Auger) ou indirecte par l'intermédiaire de centres recombinants c'est-à-dire de niveaux d'impuretés proches du milieu de la bande interdite. Ce dernier phénomène est dominant dans le silicium.

Conséquence importante de la relaxation des porteurs : seuls les bords de bande sont occupés, l'approximation des bandes paraboliques est acceptable et les masses effectives des porteurs sont positives. Ce sont bien des quasiparticules libres!

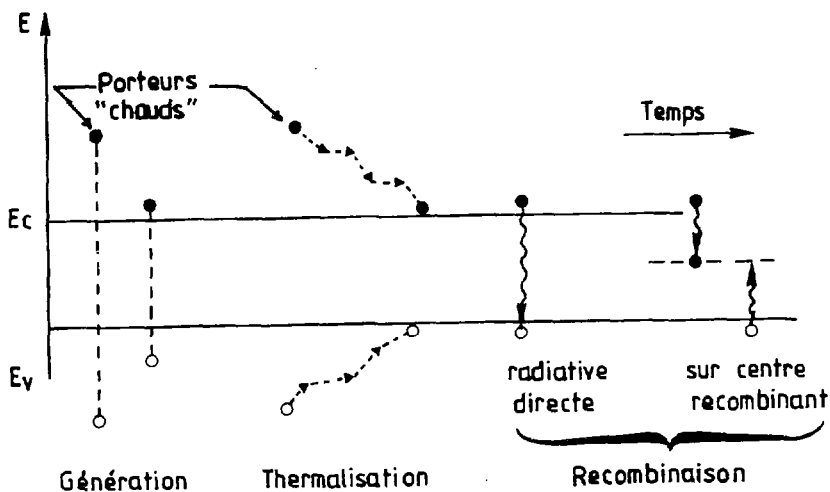


Figure 5

### 2.1 Facteur de Fermi.

Rappelons que la probabilité pour qu'un état d'énergie  $E$  soit occupé, à température  $T$  est donné par le facteur de Fermi :

$$f(E) = (1 + \exp((E - E_F)/kT))^{-1} \quad (13)$$

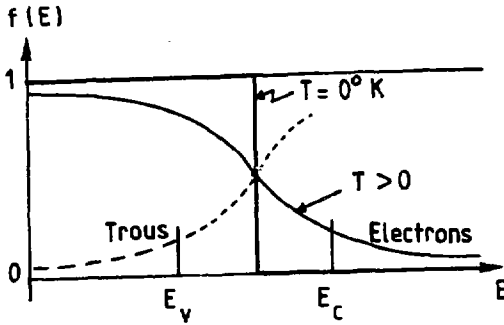


Figure 5bis

On verra que le niveau de Fermi, défini par  $E_F$ , se trouve au milieu de la bande interdite. Pour des électrons de la bande de conduction,  $E - E_F \gg kT$  et on peut faire l'approximation :

$f(E) \cong \exp(-(E - E_F)/kT)$  (on retrouve le facteur de Boltzmann). Pour les trous on a :  $f_t(E) = 1 - f(E)$  soit :

$$f_t(E) \cong \exp((E - E_F)/kT) \quad (14)$$

(noter qu'on décrit les états des trous avec la variable  $E$  qui est l'énergie des électrons. Si on exprime  $f_t$  en fonction de l'énergie des trous :  $E_t = -E$  et  $E_{F,t} = -E_F$ , on retrouve le facteur de Fermi. Les trous sont bien des fermions!) On définit les densités de porteurs (par unité de volume), électrons dans la bande de conduction, trous dans la bande de valence :

$$n = \int_{BC} \rho_c(E) f(E) dE \cong \int_{BC} \rho_c(E) \exp(-(E - E_F)/kT) dE \quad (15)$$

$$p = \int_{BV} \rho_v(E) f(E) dE \cong \int_{BV} \rho_v(E) \exp((E - E_F)/kT) dE$$

$\rho_c(E)$  et  $\rho_v(E)$  étant les densités d'états dans les bandes de conduction et de valence.

On peut encore écrire n :

$$n = \exp(-(E_C - E_F)/kT) \int_{E_C}^{E_C + \Delta E_{BC}} \rho_C(E) \exp(-(E - E_C)/kT) dE \quad (16)$$

( $\Delta E_{BC}$  étant la largeur de la bande de conduction). La densité d'états  $\rho_C(E)$  peut être calculée à partir des bandes d'énergie, mais en pratique on peut considérer l'intégrale comme un paramètre caractéristique du matériau : la densité effective d'états notée  $N_C$ , et de même,  $N_V$  dans la bande de valence. On obtient ainsi :

$$n = N_C \exp(-(E_C - E_F)/kT) \quad (17)$$

$$p = N_V \exp+(E_V - E_F)/kT$$

on voit qu'on a l'analogie d'un système à deux états  $E_C$  et  $E_V$ .

Dans le silicium et à 300° K, on a :  $N_C = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_V = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

### 2.2 Densités intrinsèques des porteurs.

On déduit des expressions ci-dessus :

$$np = N_C N_V \exp(-(E_C - E_V)/kT) = N_C N_V \exp(-E_g/kT) \quad (18)$$

Dans un semi conducteur pur, non dopé, c'est-à-dire "intrinsèque", la neutralité électrique implique  $n = p$  soit  $n = p = n_i$  et on appelle  $n_i$  la densité de porteurs intrinsèque :

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp(-E_g/2kT) \quad (19)$$

Dans le silicium, à 300° K,  $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . La figure 6 donne les densités de porteurs intrinsèques en fonction de l'inverse de la température dans Si, GaAs et Ge.

### 2.3 Loi d'action de masse.

La relation fondamentale  $np = n_i^2$ , valable à l'équilibre thermique peut s'interpréter comme une loi d'action de masse qui traduit l'égalité entre le taux de génération des porteurs par excitation thermique G et le taux de recombinaison R. On peut en effet poser :

$$R = A \cdot n \cdot p$$

où A est un coefficient pouvant dépendre de la température. De façon similaire on peut écrire que le taux de génération doit être proportionnel au nombre d'états occupés d'électrons dans la bande de valence :  $(N_V - n)$  et au nombre d'états inoccupés dans la bande de conduction  $(N_C - p)$ , soit :

$$G = B (N_C - p) (N_V - n) \quad (20)$$

A l'équilibre thermique  $G = R$  donc :



$$np = C(T) (N_C - p) (N_V - n)$$

Dans les conditions usuelles  $p \ll N_C$  et  $n \ll N_V$ , on retrouve donc :

$$np \cong C(T) N_C N_V$$

$$np = n_i^2$$

(21)

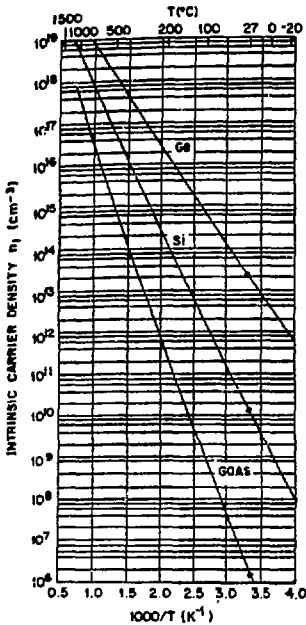


Figure 6  
Densités intrinsèques en  
fonction de  $1000/T$

#### 2.4 Niveau de fermi.

En reportant l'égalité  $n = p$  dans (17), on détermine la position du niveau de Fermi  $E_F$  soit :

$$E_F = (E_C + E_V)/2 + (kT/2) \text{Log} (N_V/N_C) \quad (22)$$

Le niveau de Fermi d'un semi conducteur intrinsèque est donc proche du milieu de la bande interdite.

#### 2.5 Le détecteur résistif

On peut maintenant répondre à la question : est-il possible de réaliser une "chambre à ionisation solide" en plaçant une tranche de semi conducteurs entre deux électrodes métalliques polarisées de façon à créer un champ électrique capable de collecter les charges créées dans le semi conducteur par le passage d'une particule ionisante ? En général la réponse est non! En effet la densité de

porteurs intrinsèque est beaucoup trop grande et crée un courant de fuite qui noie le signal.

Prenons l'exemple du silicium à 300° K et d'un détecteur de 1mm d'épaisseur et de 1cm<sup>2</sup> de surface. On y trouve :  $n_B = n_i \times 0,1 \text{ cm}^3 = 10^9$  paires, alors que le signal créé par une particule au minimum est de l'ordre de  $n_s = 10^5$  paires (voir cours Primout). Sans faire une analyse complète du rapport signal sur bruit que l'on pourrait obtenir dans ce cas on voit que les conditions sont très défavorables, le signal étant du même ordre de grandeur que les fluctuations du nombre de porteurs intrinsèques.

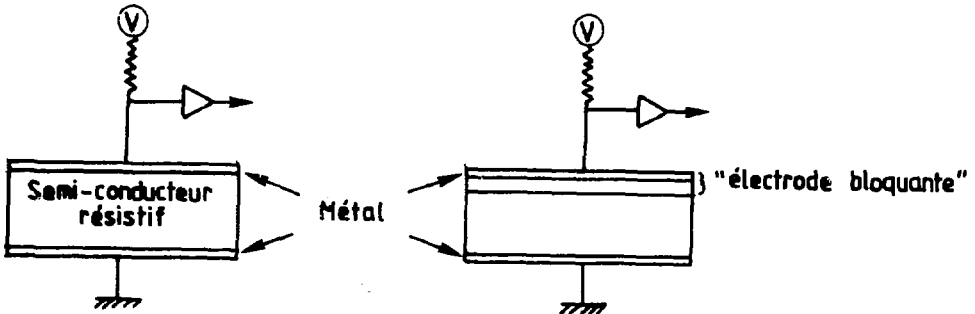


Figure 7

On pourrait en principe améliorer la situation en diminuant la surface (diminue  $n_B$ ) ou en augmentant l'épaisseur (augmente  $n_s$  et  $n_B$  du même facteur donc le signal  $n_s$  croît plus vite que le bruit qui est en  $\sqrt{n_B}$ ). On peut enfin songer à diminuer  $n_B$  en abaissant la température, mais cela est sans effet sur les cristaux réels qui ne sont jamais intrinsèques mais ont toujours un dopage résiduel qui empêche  $n_B$  de descendre au-dessous de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , à moins de descendre à très basse température ( $T < 100^\circ \text{K}$ ) mais on trouve alors un autre problème : les mobilités deviennent faibles (Voir 3.1).

Il reste la possibilité d'employer des semi conducteurs à gap plus grand que celui du silicium. En effet,  $n_B$  décroît exponentiellement comme  $n_i$  : (formule 19), alors que le signal décroît linéairement avec le gap. On a montré expérimentalement que l'énergie moyenne pour créer une paire est <sup>(2)</sup>

$$E_p(\text{eV}) = a E_g + b \text{ avec } \begin{cases} a = 1,2 \\ b = 1,4 \text{ eV} \end{cases} \quad (23)$$

En conclusion, on pourrait utiliser de vrais isolants (comme le diamant!) mais on préfère diminuer le courant de fuite par l'emploi d'électrodes bloquantes qui sont en fait des jonctions entre métal et semiconducteur (jonctions "SCHOTTKY") ou entre deux semiconducteurs dopés (jonction p-n).

## 2.6 Les semiconducteurs dopés.

L'introduction d'impuretés à doses très faibles (de  $10^{-9}$  à quelques  $10^{-6}$  en taux atomique) modifie n et p et par conséquent la conductivité.

Prenons le cas où l'impureté introduite est le phosphore. Sa configuration électronique est  $3s^2 3p^3$ , alors que celle du silicium est  $3s^2 3p^2$ . Lorsqu'un phosphore est introduit dans un réseau de silicium, quatre de ses électrons de valence "simulent" ceux du silicium et assurent la liaison cristalline. Le cinquième électron peut être considéré comme formant avec le phosphore substitué un atome hydrogénéide plongé dans un milieu d'indice diélectrique élevé (dans le silicium  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$  avec  $\epsilon_r = 11,7$ ). Le niveau fondamental de ce système est donc de l'ordre de :

$$E_0 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{\epsilon_r^2} m_0 c^2 \approx \frac{0,2}{120} 13,6 \text{ eV} = 22 \text{ meV}$$

On voit donc que  $E_0 = kT$  et on s'attend donc à ce que les impuretés soient pour la plupart ionisées. Dans les conditions usuelles ( $T \approx 300^\circ \text{ K}$ ) on admettra qu'elles sont toutes ionisées, donc :

$$n = n_i + N_D$$

$N_D$  étant la densité d'impuretés "donneuses" (d'électrons). Dans ce qui suit on fera l'approximation  $n \approx N_D$ , les taux de dopage résiduels usuels ne descendant pas au dessous de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Ceci représente en effet une pureté extrême : il y a  $5 \times 10^{22}$  atomes de silicium par  $\text{cm}^3$  et les très hautes puretés correspondent à des taux atomiques d'impuretés allant du ppm ( $10^{-6}$ ) au ppb ( $10^{-9}$ ). Le dopage augmente donc le nombre de porteurs "majoritaires" mais surtout il diminue le nombre de porteurs "minoritaires". En effet, et après (21), pour un semiconducteur dopé n :

$$p = n_i^2/n = n_i/N_D \quad (24)$$

et comme  $N_D \gg n_i$  on a donc  $p \ll n_i$ .

On détermine encore la position du niveau de Fermi en écrivant la neutralité électrique. Il faut maintenant tenir compte de la charge des impuretés ionisées, soit, pour un semiconducteur contenant les deux types :

$$N_D + p = N_A + n$$

compte tenu des relations (17), le niveau de Fermi est donné dans les conditions usuelles, par:

$$E_F = 1/2(E_C + E_V) + kT/2 \text{ Log } (N_D N_V / N_A N_C) \quad (25)$$

On voit qu'il se déplace, selon le type, vers la bande de conduction (type n) ou vers la bande de valence (type p).

### 3 JONCTIONS p-n

On a vu que l'emploi de semiconducteurs à gap petit ou de l'ordre de 1 eV tel le silicium impose des électrodes bloquantes pour diminuer le courant de fuite. Dans une jonction p-n, l'association de semiconducteurs dont les porteurs majoritaires sont différents, conduit à une structure qui ne laisse passer que les minoritaires (pour une polarisation convenable c'est-à-dire "en inverse"). D'après (24), on pourrait penser qu'il faut employer des matériaux très dopés: en fait nous verrons plus loin qu'une autre condition impose que l'un des deux semiconducteurs soit au contraire quasi intrinsèque.

#### **Formation de la jonction p-n**

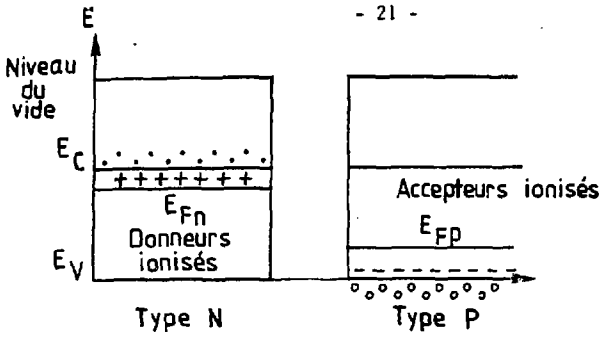
Au voisinage de toute jonction (s.c. - s.c., métal - s.c., isolant - s.c.) il se crée un champ électrique. En effet les porteurs de charge mobiles, électrons et trous, se déplacent pour satisfaire aux conditions de l'équilibre thermodynamique et on doit encore avoir en tout point  $pn = n_i^2$  ce qui, rappelons-le, signifie que le taux de génération thermique est localement égal au taux de recombinaison. L'existence d'un champ électrique et de porteurs mobiles implique l'existence de courants électriques. Il ne saurait y avoir de courant global à l'équilibre, le courant électrique est donc localement compensé par le courant de diffusion. Le courant de diffusion, pour les électrons par exemple, est (Voir 3.1):

$$\vec{J}_{\text{diff},e} = -D_n \vec{\text{Grad}} n(\vec{r})$$

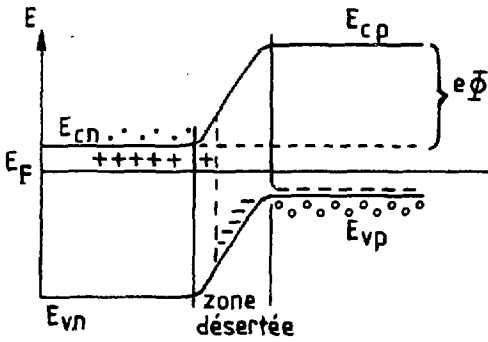
Son origine est purement statistique et la constante de diffusion  $D_n$  est liée à la mobilité par la relation d'Einstein (Voir 3.2):

$$D_n = q \mu_e / kT \quad (27)$$

On comprend intuitivement la distribution des porteurs à l'équilibre en imaginant que l'on mette en contact, en les rapprochant, deux semiconducteurs dopés p et n, initialement à l'équilibre (figure 9). Au voisinage de la jonction les électrons (ou les trous) diffusent de la région à forte concentration, c'est-à-dire la zone dopée n (ou p) vers la région à faible concentration dopée p (ou n).



Avant jonction



Après jonction

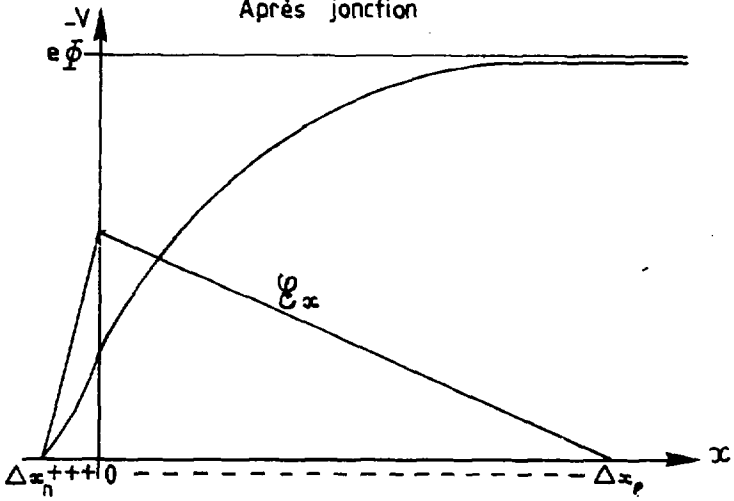


Figure 9

Comme cette région a par contre une forte concentration en porteurs de l'autre type : trous (ou électrons), la recombinaison y est très probable et il se crée ainsi autour de la jonction une région "désertée" par les porteurs mobiles. Les impuretés ionisées, qui elles sont immobiles, constituent une double couche de charges + et - qui crée un champ électrique à travers la jonction. La création du champ interne de la jonction est donc un phénomène dynamique, lié à la diffusion thermique des porteurs et correspondant à une situation d'équilibre entre la diffusion qui entraîne les porteurs vers la zone de type opposé et le champ électrique qui tend à les repousser vers leur zone d'origine.

### 3.1 Equations de diffusion.

Pour aller au-delà de cette description qualitative et pouvoir calculer aussi bien le courant de fuite que le profil du champ électrique et donc les caractéristiques du signal, il faut aborder la description statistique des électrons et des trous. Comme dans tout problème de mécanique statistique, plusieurs niveaux de description sont possibles selon la finesse des résultats cherchés : l'équation de Boltzman définit les densités à une particule  $n(\vec{r}, \vec{v}, t)$  ou  $p(\vec{r}, \vec{v}, t)$ . Mais elle est peu praticable. On préfère utiliser les équations de diffusion qui portent sur  $n(\vec{r}, t)$  ou  $p(\vec{r}, t)$  et qui en constituent une approximation valable lorsque le système est au voisinage de l'équilibre thermodynamique et que les particules sont quasi-monocinétiques. Il faut de plus que l'évolution du système ne soit pas trop rapide (par rapport au temps de collision) et que le système ne présente pas de variations spatiales brutales. Cette dernière condition n'est pas toujours vérifiée. Les deux conditions précédentes le sont en général beaucoup mieux : nous avons vu que la relaxation rapide des porteurs a pour conséquence que la distribution en énergie des porteurs s'éloigne peu d'une distribution de Boltzman et donc leur distribution en vitesse s'éloigne peu d'une distribution de Maxwell dont on négligera la largeur pour considérer finalement les porteurs comme monocinétiques et de vitesse  $v_{th}$  (et  $v_{th} = \sqrt{2kT/m}$  si on prend la vitesse la plus probable).

On établit simplement les équations de diffusion en écrivant que la variation du nombre de particules dans le volume  $dV$  et le temps  $dt$  est la somme algébrique de trois effets : la génération de particules, la recombinaison et la divergence du courant, soit, pour les électrons par exemple :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \text{Div } \vec{J}_e(\vec{r}, t) + G - R \quad (28)$$

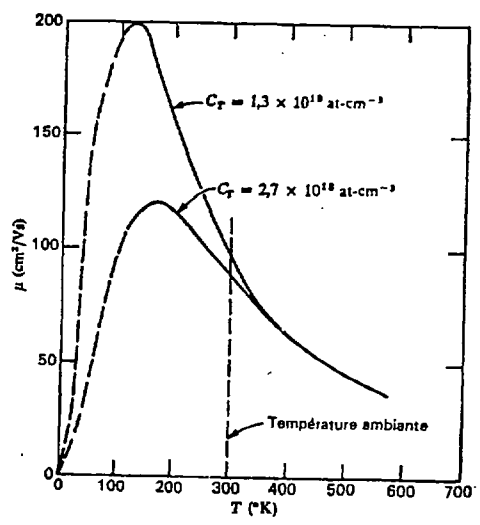
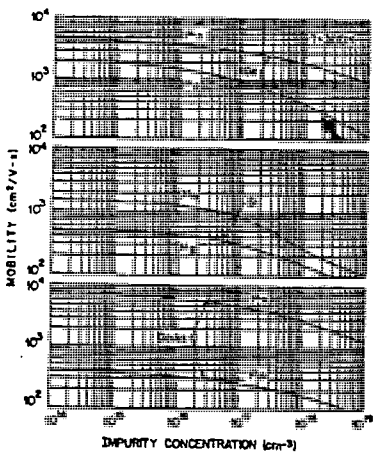
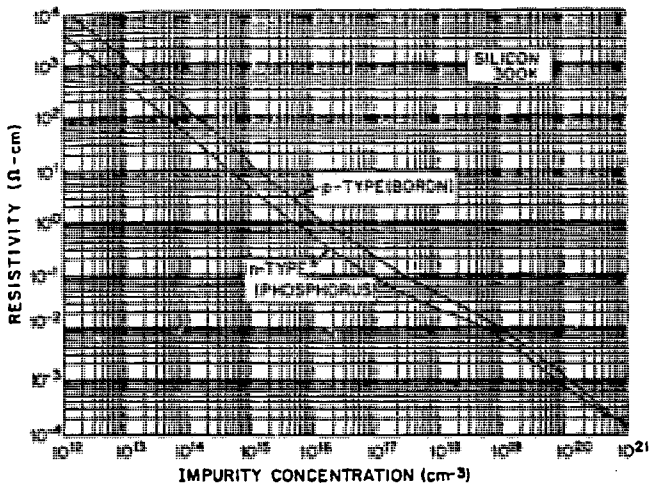


Figure 10

Le courant  $\vec{J}_e$  est la somme du courant électrique  $\vec{J}_{el,e}$  et du courant de diffusion  $\vec{J}_{diff,e}$ . Ce dernier a la forme indiquée plus haut, que l'on appelle souvent "Loi de Fick", et qui peut se déduire de l'équation de Boltzmann avec les approximations précédentes. On établit de la même façon une équation de diffusion pour les trous .

Les taux de génération et de recombinaison peuvent être explicités en fonction des sections efficaces des processus élémentaires (voir par exemple GROVE, chap. 5). On pose souvent :

$$U = - ( G - R ) \quad (30)$$

Dans un milieu infini homogène, l'équation de diffusion se réduit alors à :

$$\frac{\partial n(\vec{r},t)}{\partial t} = - U$$

A l'équilibre, on a évidemment  $U = 0$ . Dans des situations proches de l'équilibre, c'est à dire où les concentrations de porteurs diffèrent peu des concentrations à l'équilibre  $n_0$  et  $p_0$ , on sait que le système doit relaxer vers l'équilibre et on peut donc poser :

$$U = ( n - n_0 ) / \tau_n \quad (31)$$

La constante  $\tau_n$  peut se mesurer en injectant un faible excès de porteurs minoritaires dans un matériau dopé, c'est à dire, dans le cas présent, des électrons dans un matériau dopé p et en mesurant le temps de retour à l'équilibre. On identifie donc  $\tau_n$  avec le temps de vie porteurs minoritaires dans un matériau proche de l'équilibre. Il faut remarquer que  $\tau_n$  n'est pas un paramètre des électrons mais d'un milieu dans des conditions données. Les durées de vie de porteurs excédentaires dans un matériau maintenu loin de l'équilibre peuvent être tout-à-fait différentes. (Elles sont infinies pour un semiconducteur chargé électriquement et isolé !)

Le courant électrique est fonction du champ qui lui-même dépend des densités de porteurs n et p à travers l'équation de Poisson :

$$\Delta V = - \frac{1}{\epsilon} ( N_A(\vec{r}) - N_D(\vec{r}) - p(\vec{r},t) - n(\vec{r},t) ) \quad (32)$$

Les densités n et p sont finalement données par les 3 équations liées :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= - \text{Div} ( \vec{J}_e ) - (n-n_0)/\tau_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= - \text{Div} ( \vec{J}_t ) - (p-p_0)/\tau_p \\ \Delta V &= - \frac{1}{\epsilon} ( N_A - N_D + p - n ) \end{aligned} \quad (33)$$



Il faut noter que le courant électrique introduit un couplage non linéaire entre ces équations, en effet:

$$\vec{J}_{el,n} = -q n(r,t) \vec{v} = -q n(r,t) \mu_e \vec{E}(r,t) \quad (34)$$

et le champ électrique  $\vec{E}$  est lui-même linéaire dans les densités de charge. (On a introduit la mobilité  $\mu$ , voir 3.2) De ce fait ces équations n'ont pas de solution analytique même dans les cas simples qui nous intéressent et de plus leur solution par voie numérique requiert quelques précautions...

En pratique, on a recours à des approximations brutales qui permettent de découpler les équations de diffusion et l'équation de Poisson. Dans le cas de la jonction p-n on isole deux types de régions : les régions quasi neutres où on considère qu'il n'y a pas de champ électrique et la région de charge d'espace ou zone désertée où les densités de porteurs sont faibles et où le champ électrique est déterminé par la distribution des impuretés supposées complètement ionisées. Dans les régions neutres on utilise l'équation de diffusion pour calculer la distribution des porteurs minoritaires et on admet que leur densité est tellement faible qu'elle ne crée aucun champ électrique notable, c'est-à-dire que le courant de diffusion (des porteurs minoritaires) est très supérieur à leur courant électrique.

### 3.2 Mobilité et Conductivité

Dans les conditions usuelles d'emploi, les porteurs subissent des collisions fréquentes dont une conséquence est leur thermalisation. Autre effet de ces collisions, en l'absence de champ électrique, la distribution des vecteurs vitesses des porteurs est isotrope ou peu anisotrope, ce qui permet une description statistique du type équation de diffusion. Enfin, en présence d'un champ électrique, les porteurs dérivent avec une vitesse moyenne  $v_d$ . On peut montrer que celle-ci est proportionnelle au champ électrique tant que  $v_d \ll v_{th}$  et on définit la mobilité par :

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E} .$$

Le courant électrique total  $\vec{j} = \vec{J}_{el,n} + \vec{J}_{el,t}$  s'écrit donc :

$$\vec{j} = q (-\mu_n n + \mu_p p) \vec{E}$$

Pour  $T \approx 300^\circ K$ , on vérifie que  $v_{th} = 10^7$  cm/s. Par ailleurs, le temps moyen entre deux collisions  $t_c$ , est :

$$1/t_c = 1/t_{\text{phonons}} + 1/t_{\text{impuretés}} + 1/t_{\text{défauts}}$$

est de l'ordre de  $10^{-12}$  à  $10^{-13}$  s, le premier terme étant dominant aux faibles dopages.

D'après (10), le gain moyen de vitesse entre deux collisions est :

$$\delta \vec{v} = -q \vec{E} t_c / m_e \quad (\text{pour un électron})$$

Comme  $\vec{E}$  est limité à  $10^6$  V/m par le claquage (voir 4.3) on en déduit que  $\delta v \ll v_{\text{th}}$ . On peut donc admettre que chaque choc fait perdre la mémoire du gain de vitesse dû au champ électrique dans le libre parcours précédant le choc. On peut alors calculer la vitesse moyenne en traitant la diffusion comme une marche au hasard et écrire le déplacement après N chocs :

$$\delta X_N(t) = \sum_i^N \delta x_i = \sum_i^N (\delta x_{i,\text{coll}} + \delta x_{i,\text{elect}})$$

où les  $\delta x_{i,\text{coll}}$  sont les déplacements dus aux collisions en l'absence de champ. Donc :

$$\overline{\delta x_{i,\text{coll}}} = 0 \quad \text{et} \quad \overline{\delta X_N(t)} = \sum_i^N \overline{\delta x_{i,\text{elect}}}$$

$$\text{Or} \quad \delta x_{i,\text{elect}} = -1/2 \frac{q E \delta t_i^2}{m_e^*}$$

$$\text{et} \quad \overline{\delta x_{i,\text{elect}}} = -1/2 \frac{q E \overline{\delta t_i^2}}{m_e^*} = \frac{-q E t_c^2}{m_e^*}$$

(Dans un processus poissonnien  $\overline{t_i} = t_c$  et  $\overline{t_i^2} = 2 t_c^2$ )

Il en résulte :

$$\overline{\delta X_N(t)} = -N \frac{q E t_c^2}{m_e^*} = -t \frac{q E t_c}{m_e^*}$$

$$\text{soit :} \quad v_d = \frac{q E t_c}{m_e^*}$$

$$\text{ou} \quad \mu_e = q t_c / m_e^*$$

Dans le silicium à  $T \approx 300^\circ\text{K}$  les mobilités observées sont

$$\mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{V/s}$$

$$\mu_p = 480 \text{ cm}^2/\text{V/s}$$

on voit sur la figure 10 l'évolution des mobilités en fonction de la température. Les arguments ci-dessus cessent de s'appliquer à champ très fort. La vitesse tend alors vers la vitesse "de saturation".

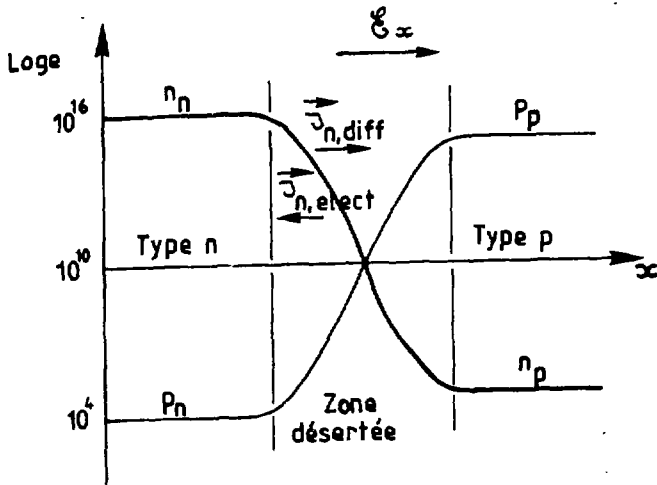


Figure 11

### 3.3 Champ électrique dans la zone désertée.

On résoud l'équation de Poisson dans la zone désertée. Les seules charges prises en compte sont celles des impuretés avec une densité  $N_D$  sur une largeur  $\Delta x_n$  dans la zone n et une densité  $N_A$  sur une largeur  $\Delta x_p$  dans la zone p. Le champ électrique est donc linéaire par morceaux et le potentiel électrique par morceaux. On a :

$$\phi = -V(+\infty) = \frac{q}{2\epsilon} (N_A \Delta x_p^2 + N_D \Delta x_n^2) \quad (35)$$

$q\phi$  est le décalage entre les bandes des deux zones, soit :

$$q\phi = E_{c,p} - E_{c,n}$$

en explicitant ces énergies avec(17), il vient :

$$q\phi = E_g + kT \text{Log} (N_A N_D / N_c N_v) \quad \text{et} \quad q\phi < E_g \quad (36)$$

Globalement, la zone désertée est électriquement neutre donc :

$$N_D x_n = N_A x_p \quad (37)$$

En rassemblant (35), (36), et (37) on trouve :

$$w = \Delta x_n + \Delta x_p = \left[ \frac{2\epsilon}{q} \frac{(N_A + N_D)\phi}{N_A N_D} \right]^{1/2} \quad (38)$$

Dans le cas fréquent d'une zone beaucoup plus dopée, soit par exemple :

$$N_A \gg N_D$$

$$w = \left( \frac{2 \epsilon \phi}{q N_A} \right)^{1/2} \quad (39)$$

La figure 11 indique le comportement des densités de porteurs dans une jonction p-n à l'équilibre. On note que  $pn = n_i^2$  et  $J_{el} = J_{diff}$  sont vérifiés partout.

#### 4 LES DISPOSITIFS : DETECTEURS ... ET AUTRES

Les détecteurs usuels sont des jonctions polarisées en inverse. Le mode photovoltaïque, c'est-à-dire sans polarisation, est peu ou pas employé. D'autres structures sont utilisées : les structures métal isolant-semiconducteur sont intéressantes et sont à la base du fonctionnement des CCD (Charge Coupled Device = DTC : dispositifs à Transfert de Charges).

##### 4.1 Les jonctions polarisées inverses. [7 - 11]

En polarisation inverse le côté n est raccordé au potentiel + et le côté p au potentiel -. Le schéma de bandes devient celui de la figure 12. La hauteur de barrière est augmentée puisque l'on représente des énergie d'électron  $E = -qV$ . Les porteurs majoritaires de chaque zone sont attirés vers les électrodes, la zone désertée augmente donc et on reprend le raisonnement du cas non polarisé pour montrer que les formules (38) et (39) restent valables en remplaçant  $\phi$  par  $\phi + V$ . Lorsque  $V \gg \phi$  et pour  $N_A \gg N_D$  :

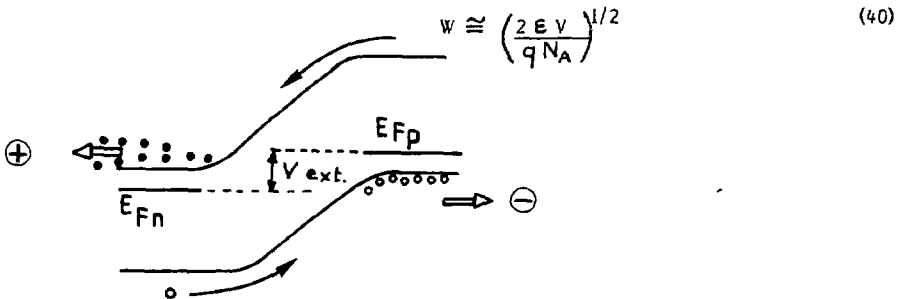


Figure 12

On voit sur la figure 12 que les porteurs majoritaires sont bloqués par la barrière, par contre les minoritaires peuvent passer et le courant de fuite est donc un courant de minoritaires qui, diffusant hors des régions neutres, sont balayés par le champ électrique dans la zone désertée (Figure 13). Ce courant est insensible à la largeur de zone désertée donc à la tension. De plus les densités de minoritaires, donc le courant de fuite diminuent lorsque le dopage augmente. Un autre processus contribue au courant de fuite : l'élargissement de la zone désertée. A l'intérieur de celle-ci, le taux de recombinaison (18) diminue alors que le taux de génération (20) reste constant (ou augmente très faiblement). Le système n'est plus à l'équilibre et  $pn \ll n_i^2$ . En admettant  $R = 0$  et d'après (30)  $U = -G$  et d'après (31)  $G = -(n - n_0)/t \cong n_i/t$  ( $t = t_e$  ou  $t_t$  selon le type)

Il en résulte une densité de courant de fuite :

$$I_{gen} = q(n_i/t)W \quad (40)bis$$

(tous les porteurs générés dans le volume sont balayés).

Dans les diodes employées en électronique, la zone désertée est mince parce que les dopages sont élevés et les tensions faibles d'où :  $I_{gen} \ll I_{diff}$  et on obtient un courant inverse peu dépendant de  $V$ .

Par contre en détection on verra qu'il faut des dopages faibles et des tensions élevées alors  $I_{gen} \gg I_{diff}$  et le courant de fuite croît comme  $W$  donc comme  $V$  (figure 14).

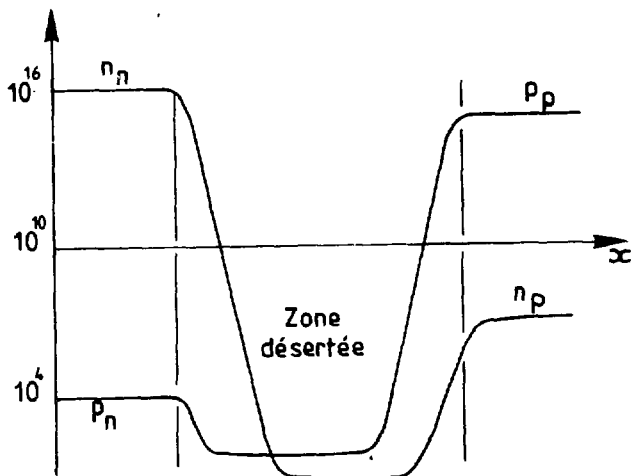


Figure 13

#### 4.2 Les jonctions pn en détection.

Lorsqu'une particule traverse une jonction elle crée des paires électrons-trous le long de son parcours. Si l'épaisseur du détecteur est  $l$  et la perte d'énergie  $dE/dx$ , le nombre total de paires créées est :

$$N_S = \frac{l(dE/dx)}{E_p} \quad (41)$$

où  $E_p$  est donné par (23).

Les paires créées dans les zones électriquement neutres, n'étant soumises à aucun champ se recombinent et ne donnent aucun signal, du moins en première approximation. Seule la zone désertée contribue au signal et on essaie donc d'étendre celle-ci à toute l'épaisseur du détecteur. La formule (40) laisse supposer qu'on peut augmenter  $V$  ou diminuer  $N_A$  (ou  $N_D$ ).

En fait, l'existence d'un champ électrique critique  $E_{crit.}$ , au-delà duquel se produit le claquage de la jonction impose l'emploi de matériaux peu dopés donc à résistivité élevée.

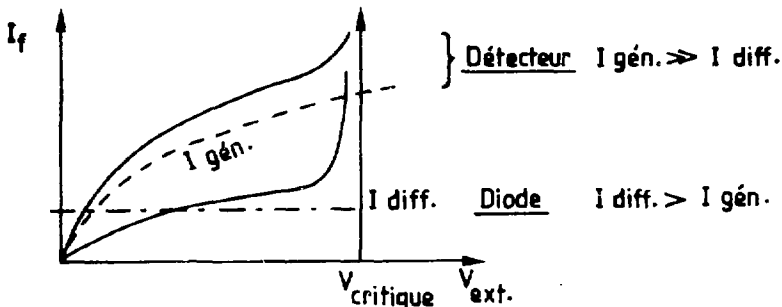


Figure 14

#### 4.3 Champ critique, multiplication et avalanche.

Comme dans un gaz, les porteurs peuvent produire de l'ionisation par choc et donc créer de nouvelles paires si l'énergie qu'ils sont capables d'acquérir par le champ électrique sur un libre parcours moyen  $\lambda_c$  est supérieure ou égale à l'énergie de création de paire donc à  $E_g$ , soit

$$E_{crit} \simeq E_g / q \lambda_c$$

Avec des temps moyens entre collisions de  $10^{-12}$  à  $10^{-13}$  s et une vitesse thermique de quelques  $10^7$  cm/s on trouve des libres parcours moyens de  $10^{-5}$  à

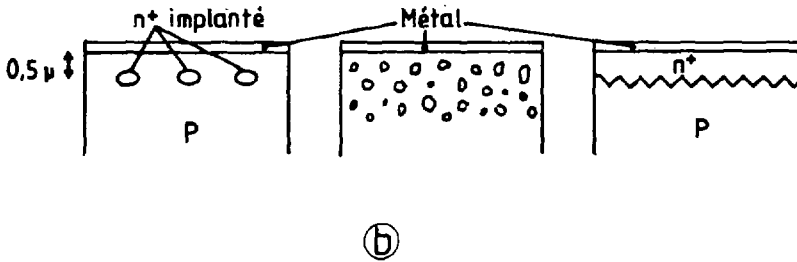
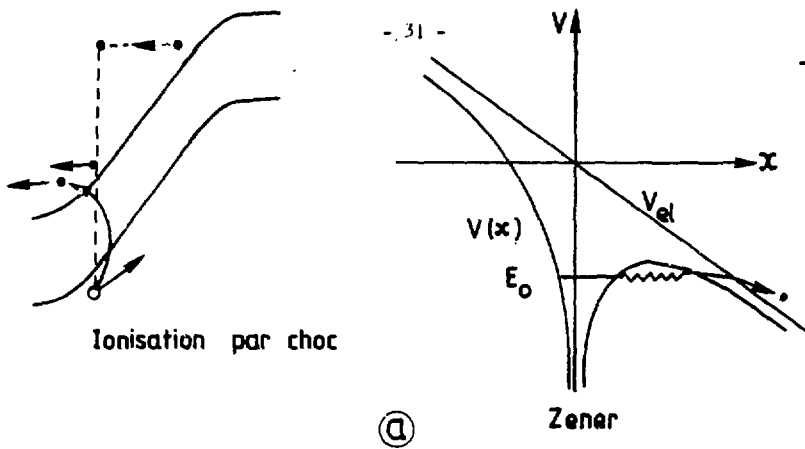


Figure 15  
 a/ mécanismes de multiplication  
 b/ Structures

$10^{-6}$  cm/s et un champ critique de  $10^5$  à  $10^6$  V/cm dans le Silicium, ce qui correspond bien aux valeurs observées. Les matériaux dopés ont un champ de claquage un peu plus élevé puisque les impuretés diminuent le libre parcours moyen de collision. Un autre phénomène limite cependant le champ critique dans les matériaux même très dopés, c'est l'effet Zener, c'est-à-dire l'ionisation spontanée par effet tunnel (Figure 15.a).

Notons en passant qu'au voisinage du champ critique on s'attend à observer une multiplication des porteurs qui est à priori intéressante puisque c'est une amplification. Divers composants exploitent cet effet et en particulier dans le domaine de la détection optique ou infra-rouge, les photodiodes à avalanche. Mais il s'agit de dispositifs de très petite surface et il semble qu'à ce jour on n'ait pas réussi à produire des surfaces de l'ordre du  $\text{cm}^2$  suffisamment homogènes en épaisseur et en dopage pour obtenir un coefficient de multiplication intéressant avant qu'un claquage local ne s'amorce. (Ceci s'applique aux dispositifs produits par les techniques habituelles et il est probable que des méthodes sophistiquées comme l'épitaxie par jets moléculaires permettrait de remédier à ces problèmes mais à un coût très élevé). Plutôt que de lutter contre ces hétérogénéités on pourrait au contraire songer à en provoquer de façon à créer localement des gradients de potentiel. Plusieurs variantes sont envisageables : une structure de type chambre à fils où des zones linéaires fortement dopées ("les fils") seraient implantés ; ou une structure comportant une zone de multiplication constituée de grains fortement dopés ou isolants noyés au hasard dans une couche à résistivité élevée (polycristalline ou amorphe). On peut enfin penser à disposer des couches à haute résistivité sur des surfaces microtexturées comme du silicium d'orientation [110] dont la surface est composée de micro pyramides après attaque chimique (figure 15.b).

**Remarque :** rôle de la résistivité dans les détecteurs.

Les détecteurs usuels sont des jonctions p-n réalisées à partir d'un substrat massif de résistivité élevée fortement dopée superficiellement par diffusion d'impuretés à haute température ou mieux par implantation. La jonction est donc fortement dissymétrique et dans le cas d'un substrat  $\beta$ , le champ maximum vaut :

$$E_{\max} = \frac{q}{\epsilon} \Delta x_p N_A \quad (\text{voir figure 10})$$

Pour obtenir le maximum du signal on souhaite souvent que toute l'épaisseur  $l$  du matériau soit désertée, soit  $\Delta x_p \approx l$



d'où la condition :

$$N_A < (\epsilon/q) (E_{crit} / l) \quad (43)$$

Pour les tranches de silicium du commerce ("Wafer")  $l = 300\mu\text{m}$  d'où

$$NA \lesssim 2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$$

Exprimée en terme de résistivité :

$$\rho_p = (q\mu_p N_A)^{-1} \quad (44)$$

et de même  $\rho_n = (q\mu_n N_D)^{-1}$

cette condition devient :

$$\left| \begin{array}{l} \rho_p \geq 4000 \Omega\text{cm} \\ \rho_n \geq 12000 \Omega\text{cm} \end{array} \right.$$

Les matériaux utilisés en électronique ont des résistivités de 5 à 300  $\Omega\text{cm}$  et le matériau de haute résistivité n'est pas commercial.

Notons que les conditions sur la résistivité doivent être revues si l'on réduit l'épaisseur désertée, ce qui est possible si l'on réduit le bruit (voir § 4. 5). De plus, même dans les conditions de désertion complète de 300 $\mu$ , ces conditions sont liées à la technologie en ce sens qu'on ne les trouve que pour une jonction superficielle et qu'elles n'existeraient pas dans une structure faite de couches p et n alternées où  $E_{max} \approx V/l$  (figure 16). De telles structures ne peuvent pas être réalisées par les techniques d'épithaxie usuelles qui se font à température trop élevées ce qui entrainerait une diffusion du dopant d'une couche vers l'autre. Elles sont réalisables par épithaxie à température réduite et sont également accessibles par les techniques "de couches minces".

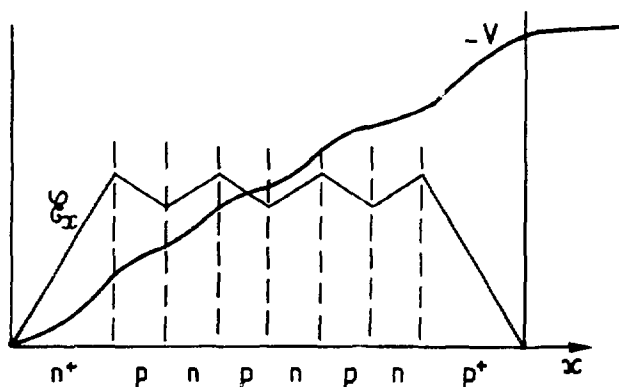


Figure 16

#### 4.4 Formation du signal [15-18]

On considère tout d'abord une jonction complètement désertée placée entre deux électrodes métalliques idéales, c'est-à-dire qui ne modifient pas la forme des bandes au voisinage des contacts et qui laissent passer librement les électrons dans les deux sens. En toute rigueur, de telles électrodes n'existent pas, la jonction métal-semiconducteur constitue une jonction SCHOTTKY. Les bandes sont courbées au voisinage du contact et il y a un effet diode. On peut cependant réaliser des jonctions "ohmiques" par le contact d'un métal avec une zone fortement dopée d'un semi conducteur.

Un tel détecteur se comporte en première approximation comme une capacité, le semi conducteur n'intervenant que pour changer l'indice diélectrique et pour modifier le champ électrique par les distributions d'impuretés ionisées. Imaginons qu'à l'instant  $t=0$  on crée une paire électron-trou unique au point d'abscisse  $x$  (figure 17). Chaque particule dérive dans le champ électrique et modifie par influence soit la charge, soit le potentiel, des électrodes (ou les deux à la fois). Il en résulte un courant "induit" dans le circuit extérieur. Ce courant commence dès que les particules commencent à dériver et cesse dès qu'elles sont collectées. Il est en général suivi d'un courant correspondant au retour à l'équilibre du circuit.

On peut calculer le courant induit de façon élémentaire : considérons tout d'abord le cas où les deux électrodes sont maintenues à potentiel constant (électrodes en courtcircuit ou connectées à travers une faible impédance). Un théorème classique d'électrostatique déduit du théorème de Green, donne la charge induite par une charge  $q$  placée en  $r$  sur un ensemble d'électrodes de formes quelconques maintenues aux potentiels  $V_1, V_2, \dots, V_k$ , soit sur l'électrode  $k$  :

$$q_{ind,k} = -q \phi_k(r) \quad (45)$$

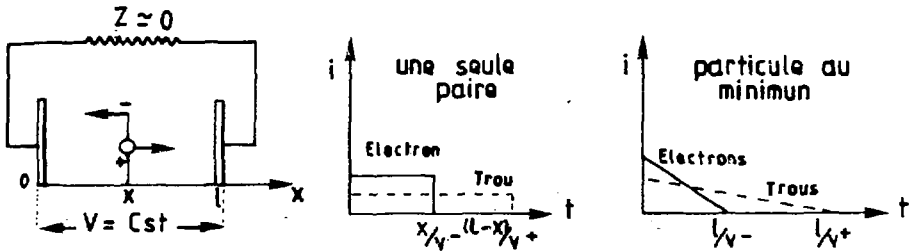
où  $\phi_k(r)$  est le potentiel qui règnerait dans le système, en l'absence de la charge en  $r$  et avec toutes les électrodes au potentiel 0 sauf l'électrode  $k$  supposée portée au potentiel 1. Lorsque la charge est mobile, on déduit de (45) que la charge  $q_{ind,k}$  variant, il parvient à l'électrode un courant :

$$i_k = -q \vec{\text{Grad}} \phi_k(r) \cdot d\vec{r}/dt = -q \vec{E}_k \cdot \vec{v} \quad (46)$$

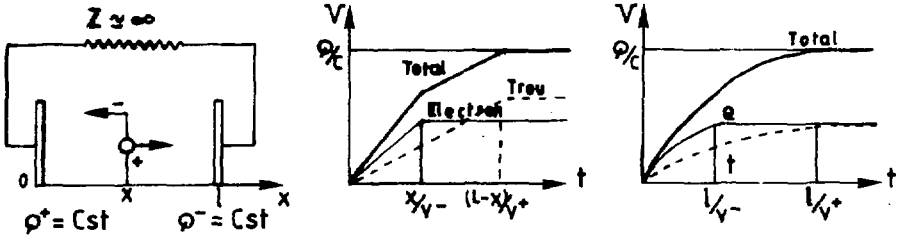
( $\vec{E}_k$  est le champ qui règne dans les conditions définies ci-dessus). Dans le cas de deux électrodes planes et parallèles, il résulte de (45) que pour une paire électron-trou créée en  $x$  l'électron induit des charges  $Q^+ = q(1-x)/l$  et  $Q^- = qx/l$  sur chacune des électrodes. Lorsque  $x$  varie, il en résulte un courant :

$$i = \frac{dQ^-}{dt} = -\frac{dQ^+}{dt} = q/l v^- \quad (47)$$

qui persiste pendant le temps  $t^- = x/v^-$ . (On suppose que  $v^-$  est à saturation et ne dépend pas du champ), si bien que lorsque l'électron atteint l'électrode positive, une charge totale :  $(q/l)v^- t^- = q x/l$  a été transférée d'une électrode à l'autre. Au moment où l'électron est collecté, sa charge compense exactement la charge induite et le signal en courant cesse.



1 - Détecteur en court circuit



(a) Schéma de principe

(b) Signal fourni par une paire

(c) Signal fourni par une particule au minimum d'ionisation

2 - Détecteur en circuit ouvert

Figure 17

Si maintenant on traite de la même façon la dérive du trou, on voit qu'il induit un courant  $(q/l)v^+$  pendant le temps  $(l-x)/v^+$  et contribue à transférer une charge  $q(l-x)/l$ . La paire électron trou a donc contribué au transfert d'une charge (une seule !) et a créé un courant de signal somme des contributions de l'électron et du trou (fig. 17. 1.b)

Il est instructif d'examiner la situation où les électrodes sont isolées ou reliées à une impédance très élevée. Dans ce cas, la charge des électrodes ne change pas pendant le déplacement de l'électron, mais le potentiel des électrodes varie. On déduit de la situation précédente que le potentiel change précisément de la quantité  $\delta V_e$  qui correspond à des charges  $qx/l$  et  $q(l-x)/l$  de façon à compenser les charges induites et à assurer la conservation des charges des électrodes. On a donc  $\delta V = 1/C \delta q/2$  où  $\delta q$  est la différence entre les charges des deux électrodes (le facteur 1/2 vient de ce que la charge  $Q$  d'une capacité  $C$  chargée à la tension  $V$  est la charge d'une seule électrode, soit  $\delta q = 2Q$ )  
Donc :

$$\delta V_e = q/C \frac{(x-l/2)}{1} \quad (48)$$

De même pour le trou :

$$\delta V_t = -q/C \frac{(x-l/2)}{1}$$

Lors de la formation de la paire, on a :

$$\delta V = \delta V_e + \delta V_t = 0$$

En fin de dérive et juste avant collection :

$$\delta V_e = \delta V_e (x=0) = -q/2C \quad (49)$$

$$\delta V_t = \delta V_t (x=l) = -q/2C$$

et on a donc bien  $\delta V = -q/C$

Au moment où chaque particule est collectée, la variation de potentiel "induite",  $-q/2C$  est remplacée par la variation du potentiel de la capacité chargée par une charge qui est également  $-q/2C$ . Le potentiel évolue donc continuellement vers l'état final (prévisible !) :  $\delta V = q/C$  (figure 17. 2.b). On en déduit facilement le signal en courant ou en tension pour une particule au minimum générant un taux uniforme de paires électron-trou (figure 17. 2.c). Enfin on peut calculer le signal pour un circuit réel en considérant le détecteur comme une source de courant délivrant le signal de la figure 17.1.c ou comme une source de tension délivrant le signal de la figure 17.2.c. Mais il faudrait aussi tenir compte de la variation de la vitesse  $v$  avec le champ et également de la durée de vie des porteurs.

On note enfin que les détecteurs à semi conducteurs sont en principe rapides : le signal en courant a un front qui est essentiellement limité par le RC du circuit et non par le temps de dérive. En pratique ce sont les limitations du rapport signal sur bruit qui sont les plus contraignantes, mais l'effet d'une résistance série est visible lorsqu'on fait travailler un détecteur à haute résistivité à une tension inférieure à la tension de désertion complète.

#### 4.5 Paramètres des détecteurs - rapport signal sur bruit.

En fonction des applications il faut chercher à optimiser le choix des différents paramètres :

- . géométriques : surface S, épaisseur l
- . matériau : bande interdite  $E_g$  ; résistivité  $\rho$  ; mobilités  $\mu_e, \mu_t$  ; temps de vie des porteurs  $\tau_e, \tau_p$  ; température T.
- . caractéristiques du préamplificateur.

Les facteurs de mérite usuels sont le rapport signal sur bruit S/B (S : amplitude crête du signal, B : bruit quadratique moyen) et un ou plusieurs temps caractéristiques (temps de montée, durée du signal). Les contraintes technologiques jouent à tous les niveaux et on se contente souvent d'optimiser un ou deux paramètres, les autres étant figés par un choix préalable, par exemple celui de plaquettes silicium haute résistivité d'épaisseur standard.

On a vu que le signal dépend de la bande interdite du semi conducteur et de l'épaisseur désertée. D'après (41) et (23) :

$$Q_S = q l (dE/dx) / (aE_g + b) \quad (50)$$

Le bruit est dû à plusieurs causes :

- les fluctuations du signal ("Landau" et fluctuations statistiques du nombre de paires  $N_s = Q_S / q$ )
- le bruit proprement dit : fluctuations du courant de fuite et bruit d'origine thermique du circuit extérieur (résistance de charge et entrée du préampli).

Le courant de fuite est d'après (40) :

$$I_f = I_{gen} A = q n_i W A / t$$

(A : surface,  $t = \tau_e$  ou  $\tau_t$ )

Le bruit associé est, dans l'intervalle de fréquence  $df$  :

$$d\bar{i}_f^2 = 2q I_{gen} df \quad (51)$$

Les bruits thermiques des résistances en parallèle sur la capacité du détecteur (résistance de polarisation, transconductance de la jonction, transconductance du transistor d'entrée) ont une contribution faible devant le bruit équivalent en série dû au préampli. Dans le cas d'un FET en entrée, celui-ci est de la forme :

$$d\bar{V}_a^2 = 4kT R_{eq} df \quad \text{où } R_{eq} \cong 1/g_m \quad (52)$$

( $g_m$  : transconductance du FET)

(Les formules (51) et (52) laissent supposer que le bruit est d'énergie infinie. En fait il existe dans les deux cas une fréquence de coupure, élevée, au-delà de laquelle les densités de bruit décroissent plus vite que  $1/f$ .)

Notons que l'analyse serait différente si on cherchait à réaliser des amplis de courant à faible impédance d'entrée. Mais les technologies actuelles ne permettent pas d'exploiter le signal en courant dans des conditions acceptables de bruit et les amplis sont donc utilisés dans un mode proche du mode charge. Dans ce mode on perd la rapidité de montée du signal en courant et le temps de montée devient le temps de dérive (Figure 17. 2.c).

Enfin, on introduit une contribution supplémentaire, le bruit "en  $1/f$ ", dont la source est liée aux interfaces et dépend beaucoup de leur qualité.

Une discussion complète est hors du propos de ce cours. Pour donner une idée du rôle des principaux paramètres et discuter rapidement le comportement de ces différents termes, on peut les exprimer en tensions à l'entrée du préampli : La tension crête du signal est sensiblement  $V_s = Q_s / C$  et les tensions du bruit dans un intervalle de fréquence  $d\omega$  sont :

$$\left. \begin{aligned} d\bar{V}_f^2 &\cong 1/(C^2\omega^2) di_f^2 = (2q I_{gen} / C^2) (d\omega/2\pi\omega^2) \\ d\bar{V}_a^2 &\cong (4kT/2\pi)R_{eq} d\omega \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

(nous négligeons dans cette discussion le terme en  $1/f$  et les fluctuations de Landau)

Les formules (53) suggèrent qu'un filtrage en fréquence est indispensable pour optimiser le rapport S/B. L'effet d'un filtre est de pondérer les composants en fréquence du signal et du bruit par une fonction  $g(\omega)$  que l'on choisit proche de 0 hors du domaine de fréquence du signal ou encore là où le bruit est largement dominant. Il en résulte que les termes de courant de fuite et de bruit de préampli sont affectés de coefficients différents. Dans le cas du filtrage adapté, le rapport S/B est maximum et on démontre que les contributions des deux termes de bruit deviennent égales. Quel que soit le filtrage employé on voit que le rapport signal sur bruit  $a$ , en fonction des paramètres du détecteur,

le comportement suivant :

- il diminue lorsque la surface A augmente, puisque la capacité C augmente. Cet effet est maximum si le bruit est dominé par le terme  $d\bar{v}_a^2$  de préampli (il est alors en  $1/C$ ).

- lorsqu'on augmente l'épaisseur désertée l le signal  $V_s$  croît comme  $l^2$ . Si le bruit est dominé par  $d\bar{v}_a^2$ , le rapport signal sur bruit croît également comme  $l^2$ , sinon il croît moins vite puisque  $\sqrt{d\bar{v}_f^2} \cong l^{3/2}$ .

- La résistivité n'apparaît pas dans le rapport S/B ; elle n'intervient que comme limitation pour obtenir de grandes épaisseurs désertées ( cf (43) ).

- La durée de vie des porteurs minoritaires intervient directement dans  $I_{gen}$ . Il faut donc des matériaux à grande durée de vie, donc de très bonne qualité.

- La bande interdite du matériau intervient dans le signal (50) et dans le courant de génération. On peut montrer qu'à épaisseur et surface données il existe un gap optimum : pour les petites valeurs de  $E_g$ , le nombre de paires produites augmente, mais  $n_i$ , donc  $I_{gen}$  augmentent exponentiellement et S/B tend vers 0 avec  $E_g$ . Pour les très grandes valeurs de  $E_g$  le signal diminue, le bruit  $d\bar{V}_f^2$  encore plus vite, mais ce sont alors les fluctuations statistiques du signal qui deviennent dominantes.

#### 4.7 Les jonctions p-n en mode photovoltaïque.

Dans une jonction p-n à l'équilibre, l'existence d'un champ électrique interne fait que ces dispositifs fournissent un signal même en l'absence de polarisation externe. C'est le principe du fonctionnement des photopiles solaires. Comme la zone désertée est alors très réduite, on pourrait penser que ces dispositifs ne collectent qu'une très faible partie des charges produites. Or, une bonne photopile collecte environ 80% de la charge produite avec une zone désertée de moins de un micron, alors que la longueur d'absorption de la lumière est proche de  $100 \mu$ . Il est clair que le calcul fait en (41) et (50) ne s'applique pas aux zones désertées très minces. En effet, dans ce cas, les charges créées en dehors de la zone désertée, dans les zones neutres, ont une certaine probabilité d'atteindre la zone de charge d'espace par diffusion. Cette probabilité est de l'ordre de  $\exp(-d/L_D)$  où d est la distance à la zone désertée et  $L_D$  la longueur de diffusion qui est le paramètre caractéristique qui intervient lorsqu'on résoud les équations de diffusion (33) :

$$L_D = \sqrt{D \tau} \quad (t = t_e \text{ ou } t_f) \quad (55)$$

Si  $L_D$  est suffisamment grand on peut donc collecter une large fraction du signal. Le bruit n'est plus alors dû au courant "de génération" mais au courant "de diffusion", c'est-à-dire au courant des porteurs minoritaires qui atteignent la zone de champ électrique. Ce courant décroit avec le dopage. Les photopiles solaires sont réalisées sur des matériaux à basse résistivité pour augmenter la tension de barrière  $\phi$  (36) et donc la tension délivrée. Elles présentent par conséquent de faibles courants inverses.

La collection par diffusion est malheureusement très lente. Le temps moyen nécessaire pour franchir la distance  $L_D$  est précisément  $t_e$  (ou  $t_r$ ) qui est de l'ordre de la dizaine de microseconde dans un bon silicium ayant  $L_D = 100\mu$ . Par ailleurs la capacité est très grande (puisque  $l$  est petit) ce qui, nous l'avons vu plus haut, n'est pas très favorable.

En dépit de ces défauts, ce type de détecteur pourrait trouver des applications dans les cas où le temps de réponse n'est pas critique et où la surface élémentaire peut être réduite. Ils ont l'avantage d'être réalisable sur un silicium industriel à bas coût.

Pour fixer les idées, indiquons qu'un fragment de cellule solaire "Photowatt", de  $0,25 \text{ cm}^2$  de surface, a un seuil de détection qui est de 5 à 10 fois le minimum d'ionisation. L'essentiel du bruit étant probablement dû au bruit des contacts réalisés par sérigraphie, on peut espérer l'améliorer sensiblement par des contacts évaporés sous vide.

## 5 LES JONCTIONS MIS (métal-isolant-semiconducteur)

On aborde ici un nouveau type de jonction où l'extension de la zone désertée est très petite et qui ont néanmoins prouvé leur intérêt dans un type de dispositif : les CCD (Charge Coupled Device) ou DTC (Dispositifs à Transfert de Charge). Il s'agit de mosaïque de détecteurs de petite surface élémentaire où la jonction est de type MIS et où le mode de lecture consiste à transférer la charge d'un détecteur élémentaire vers son voisin et de proche en proche jusqu'à un ampli de sortie. (Voir cours PRIMOUT). [22-24]

Nous n'allons discuter ici que les propriétés de la cellule élémentaire, c'est-à-dire de la jonction MIS ou MOS (Métal - Oxyde - Silicium).

### 5.1 Capacité MOS à l'équilibre.

Une structure MOS est évidemment isolante et on préfère l'appeler capacité MOS. Considérons une telle structure connectée à une source de polarisation.



Quelle que soit la polarisation, il existe un état d'équilibre où aucun courant ne traverse le métal ou le semi conducteur. En tout point le courant électrique équilibre donc le courant de diffusion et par conséquent le taux de génération équilibre localement le taux de recombinaison. Il en résulte que l'on doit avoir en tout point  $pn=ni^2$  et que le niveau de Fermi est constant à travers tout le semi conducteur.

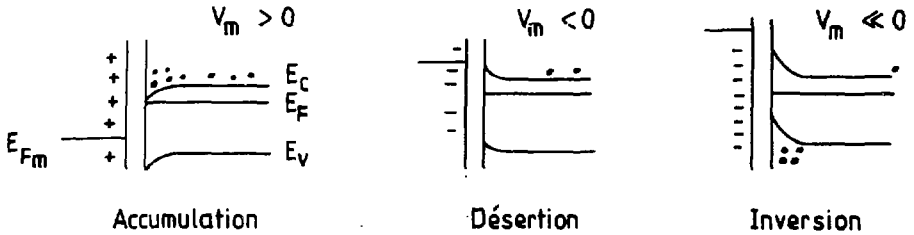


Figure 18

Pour polariser le métal par rapport au semi conducteur on doit déplacer un certain nombre de charges du métal vers le semi conducteur. Dans le métal, qui est un réservoir pratiquement infini d'électrons, ces charges forment une densité superficielle à l'interface avec l'oxyde. Dans le semi conducteur, elles se distribuent dans une zone de charge d'espace, au voisinage de l'oxyde de façon à respecter les conditions d'équilibre indiquées ci-dessus.

Prenons l'exemple d'un semi conducteur dopé n, on doit considérer trois cas :

a- Polarisation du métal positive. Il se produit une accumulation de porteurs majoritaires (électrons) qui doit être compatible avec (17). Il faut pour cela que la bande de conduction se rapproche du niveau de Fermi et on observe donc une courbure des bandes au voisinage de l'interface (figure 18-a). C'est la situation "d'accumulation de majoritaires".

b- Polarisation du métal négative. Les porteurs majoritaires sont repoussés et il s'établit une zone désertée avec une courbure des bandes vers le haut. On peut calculer la largeur de cette zone désertée, comme dans le cas de la jonction p-n, dans l'approximation de désertion totale : admettons qu'il n'y a plus de porteurs majoritaires entre 0 et  $x_d$  et négligeons les minoritaires (figure 19)

Le champ électrique est linéaire :

$$E(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_D} (x-x_d) \quad (56)$$

et le potentiel est quadratique :

$$V(x) = \frac{qN_D}{2\epsilon_D} (x-x_d)^2 \quad (57)$$

Le champ dans l'oxyde est constant et égal à  $E_x$  ( $x=0$ ). La chute de potentiel dans l'oxyde vaut donc :

$$\Delta V_{oxy} = l_{oxy} E(0) = \frac{qN_D}{\epsilon_D} l_{oxy} x_d \quad (58)$$

En écrivant que :

$$V(0) + \Delta V_{oxy} = V_{ext}$$

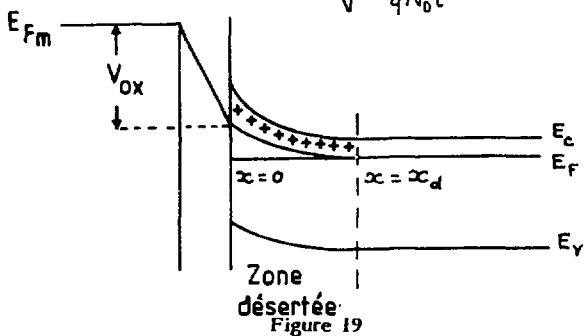
$V_{ext}$  étant le potentiel externe appliqué (à une constante près qui est la différence entre le travail de sortie du métal et l'affinité électronique du semiconducteur)

on en déduit :

$$x_d = \frac{(2\epsilon_D V(0))^{1/2}}{q N_D} \quad (59)$$

ou en fonction de  $V_{ext}$  :

$$x_d = l_{oxy} \left( \sqrt{1 + \frac{2\epsilon_D V_{ext}}{q N_D l}} - 1 \right) \quad (60)$$



c-potentiel très négatif : situation "d'inversion forte". Les résultats précédents ne sont valides que tant qu'on peut négliger les minoritaires. Or la bande de valence s'approche du niveau de Fermi lorsque  $V_{ext}$  augmente. On s'attend donc à ce que  $x_d$  cesse d'augmenter lorsque  $V(0)$  devient de l'ordre de  $E_F - E_v = \phi$ . La zone désertée doit donc rester inférieure à :

$$x_{d,max} = \sqrt{\frac{2\epsilon\phi}{qN_D}} \quad (61)$$

En pratique, on ne peut donc obtenir avec une capacité MOS une zone désertée supérieure à une dizaine de microns (pour  $N_D = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). Il existe en effet toujours des charges fixes piégées à l'interface oxyde semi conducteur et qui viennent encore réduire  $V(0)$ .

### 5.2 Désertion dynamique.

Il existe pourtant une façon d'obtenir une plus grande profondeur de désertion en régime dynamique. En effet, si on applique soudainement une polarisation correspondant à l'inversion forte, le régime d'équilibre décrit ci-dessus ne peut s'établir instantanément, les porteurs minoritaires situés loin de la zone de champ ne peuvent venir que par diffusion, il faut donc le temps qu'ils soient créés par génération thermique. Ce temps de relaxation peut-être évalué à [25]:

$$\tau_r = 2t N_D/n_i \quad (62)$$

Cette désertion dynamique est utilisée dans les CCD.

Un avantage des structures MOS est leur relative simplicité technologique : on peut réaliser des mosaïques de capacités MOS avec un seul masque, celui définissant la géométrie de l'électrode supérieure qui peut être réalisée par évaporation sous vide sur un substrat de silicium préalablement oxydé. Comme on sait aussi réaliser par cette même technique des transistors (les MOSFET) qui peuvent constituer un premier étage d'amplification, il est tentant d'envisager la réalisation de mosaïques intégrées, chaque cellule élémentaire comportant son transistor amplificateur.<sup>[19-21]</sup>

Inconvénient de ces structures, elles sont réputées sensibles aux dommages par rayonnement (la sensibilité des composants classiques bipolaires ou MOS aux rayonnements ionisants est un phénomène très étudié...par les militaires). Deux types de défauts peuvent apparaître après irradiation : la création de défauts chargés dans l'oxyde qui modifient la tension  $V_{ext}$  qu'il faut appliquer, et l'augmentation du courant de fuite à travers l'oxyde. Il n'est pas clair que les problèmes soient plus graves que pour les détecteurs employant des structures bipolaires.

## 6 PERSPECTIVES

Les développements de détecteurs à semi conducteur se font sur plusieurs fronts : le matériau, la structure (pn, MOS, multicouches, etc. ...) et l'organisation (microstripes, CCD, chambres à dérive...). Nous discutons ici les deux premiers points, le troisième est discuté dans le cours de PRIMOUT.

### 6.1 Matériaux

Les applications sont évidemment très dépendantes des technologies existant pour les matériaux. Parmi ceux-ci, seul le silicium bénéficie d'une industrie à grande échelle (l'industrie électronique consomme environ 4000 tonnes par an de silicium). Des techniques de tirage de lingots monocristallins existent pour beaucoup de semi conducteurs, <sup>(33)</sup> mais il s'agit souvent de productions artisanales, sauf pour quelques composés comme AsGa, dont la consommation croît rapidement.

L'industrie des photopiles solaires a créé un besoin de semiconducteurs à bon marché utilisables en grandes surfaces, d'où sont nés plusieurs matériaux nouveaux comme le silicium polycristallin ou le silicium amorphe hydrogéné. Les besoins pour les détecteurs en Physique des Hautes Energies peuvent aussi s'exprimer en termes de grandes surfaces et de bas coût. Il y a donc là une convergence d'intérêt avec au départ une similitude d'objectifs (collecter le maximum de signal) mais aussi des différences notables.

Remarquons que les détecteurs employés en Physique des Hautes Energies répondent à des besoins variés aussi bien en surface, en temps de réponse, qu'en sensibilité. Le matériau optimum pour un hodoscope de faisceau a peu de raison d'être le même que celui qui convient à un calorimètre. Dans le premier cas un matériau comme Insb ou InAs à petit gap (0,25 et 0,45 eV), refroidi et à mobilités très élevées (cent fois celles du silicium), peut être intéressant pour sa rapidité. Dans le second cas, les considérations de coût dominant, la sensibilité peut être réduite et le temps de réponse peut être grand si la réponse n'est pas incluse dans le Trigger.

Tenant compte de cette variété de spécifications, passons en revue quelques types de matériaux intéressants :

## 6.2 Les semiconducteurs polycristallins

Ils sont bien plus faciles à obtenir que les monocristaux : le refroidissement d'un semiconducteur fondu ou l'évaporation d'une solution conduisent en général à des couches polycristallines (ou micro, voire nanocristallines, selon la taille des grains). De tels matériaux sont largement utilisés, dans le domaine solaire, mais aussi dans celui des détecteurs infrarouge. L'existence de grains et de joints de grain modifie la conductivité et peut créer une hétérogénéité de la réponse spatiale lorsque les grains sont assez gros (100 $\mu$  et plus). Par contre, avec des grains inférieurs au micron, le matériau est homogène. On l'obtient en général plus résistif du fait que la mobilité moyenne des porteurs est diminuée par la présence des joints de grain.

Le silicium polycristallin, matériau dominant des filières de photopiles actuelles est à gros grains (plusieurs millimètres), et relativement inhomogène (variations de + 20% de la réponse d'un grain à l'autre sous illumination).

Il peut être élaboré à partir d'un silicium de pureté moindre, parce que la cristallisation est purifiante et rejette les impuretés dans les joints de grain. Il faut éviter que ceux-ci ne deviennent trop recombinants ou piégeants, mais on peut y parvenir par hydrogénation des wafers. C'est un matériau qui pourrait avoir des applications de type calorimétrie.

## 6.3 Les semiconducteurs amorphes<sup>[26]</sup>

Le silicium amorphe hydrogéné est apparu, dans les dix dernières années, comme un concurrent possible du monocristallin dans le domaine solaire. Malheureusement, ses qualités solaires ne sont pas directement transposables aux détecteurs. Néanmoins c'est un matériau qui ouvre deux voies intéressantes : la possibilité de réaliser des composants électroniques sur de grandes surfaces et celle d'alterner des couches de dopages différents et de composition différente. Par ailleurs, même si l'on continue de parler de silicium amorphe, nous verrons qu'il s'agit en fait d'une large classe comprenant des éléments simples (Si, Ge) ou des alliages à composition variable (Si-C, Si-N, Si-Sn, Si-Ge, etc. ...).

Au contraire de l'état cristallin qui est bien défini, l'état amorphe correspond en fait à une large variété d'états différents. On peut commencer par définir un état amorphe idéal pour les éléments de la colonne IV : les atomes y sont encore tétracoordonnés, mais les distances interatomiques et les angles des liaisons chimiques sont légèrement dispersés autour des valeurs du cristal. De plus, si l'on prend des atomes éloignés, la dispersion de leur distance par

rapport à celles du réseau cristallin, croît avec la distance.

L'existence d'un ordre local entraîne celle d'une structure de bandes, mais le désordre induit des propriétés nouvelles : la densité d'états ne tombe pas à zéro dans la bande interdite, il y a des "queues de bande" (figure 20), et les états associés sont localisés. L'absorption optique ainsi que la conductivité en sont fortement affectées. La première augmente fortement ce qui est favorable à toutes les applications optiques, la seconde diminue fortement ce qui est en général nuisible.

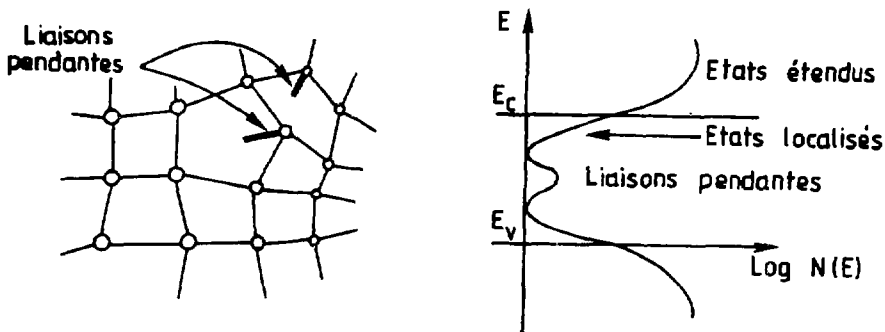


Figure 20

Le silicium amorphe pur, et les autres composés amorphes, diffèrent du modèle idéal ci-dessus, par le fait qu'une faible fraction des liaisons chimiques sont brisées. Ces liaisons "pendantes" donnent des états en milieu de gap, très recombinants et le matériau pur est pratiquement isolant. On n'obtient un semiconducteur dopable qu'à la condition de l'hydrogène, soit lors de la fabrication, soit ensuite. L'hydrogène vient saturer les liaisons pendantes, mais ne modifie pas les queues de bande. Le silicium amorphe hydrogéné reste un semiconducteur médiocre, la mobilité dans la bande de conduction y est très faible, elle est encore diminuée par le piégeage des porteurs dans les états localisés, si bien que la mobilité électronique effective est de l'ordre de  $1\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ .

Dans le cas des photopiles solaires, la forte absorption autorise la réalisation de cellules très minces, (moins de 1 micron), d'où une économie de matière, sans que la collecte des porteurs soit trop difficile, bien que la longueur de diffusion soit très petite. On profite en effet de la faculté qu'offre la technique

d'élaboration pour empiler des couches de dopages différents et on réalise des structures p-i-n. Il est facile de voir que la couche intrinsèque (i) insérée entre les couches p et n voit un champ électrique uniforme, favorable à un collectage efficace.

La technique d'élaboration la plus courante (figure 21), consiste à casser les molécules du gaz  $\text{SiH}_4$  par décharge plasma en laissant condenser les radicaux formés sur un substrat maintenu à une température de l'ordre de  $250^\circ\text{C}$ . Des dopants peuvent être introduits dans le plasma sous forme d'hydrures ( $\text{B}^2\text{H}_6$ ,  $\text{PH}_3$ ...) et les vitesses de dépôt étant très lentes on peut facilement alterner les couches dopées.

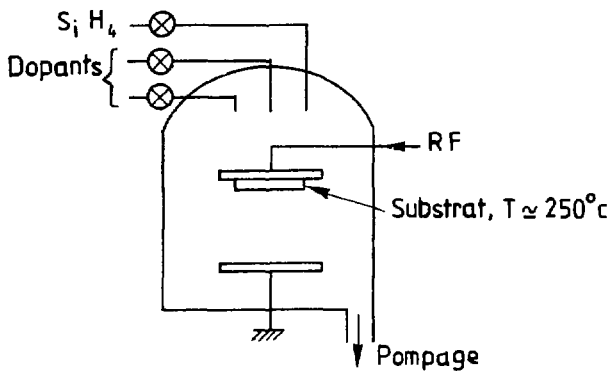


Figure 21

La réalisation de détecteurs épais (plus de  $100\mu\text{m}$ ) de type jonction pn en silicium amorphe n'apporterait que peu d'avantages en coût sur les détecteurs monocristallins, pour des performances bien inférieures en temps et en charge collectée.

Par contre, ce sont les possibilités de réaliser des structures verticales (empilement de couches) ou horizontales (composants et connectique) qui justifient l'intérêt de ce type de matériaux.

### 6.3.1 Structures horizontales (microélectronique grande surface)

Les applications en détection de photons, par une cellule p-i-n couplée à un

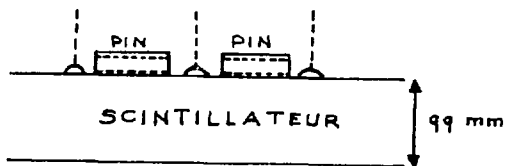
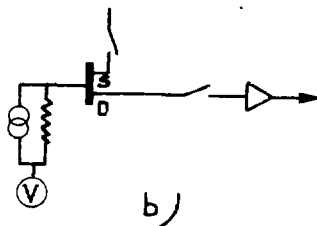
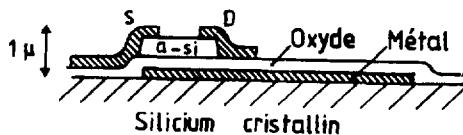
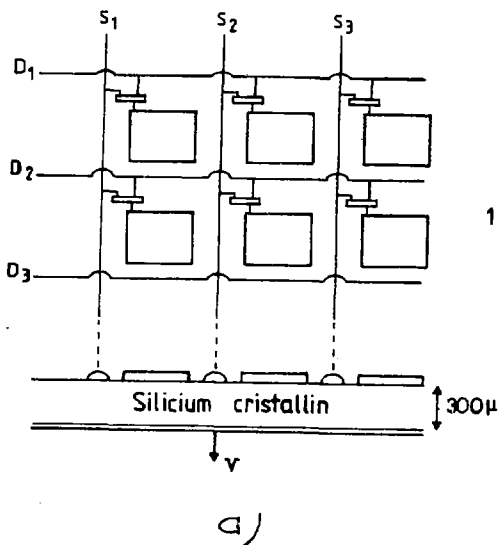


Figure 22  
 a/structure mosaïque  
 b/MOSFET en a-Si  
 c/diode p-i-n sur scintillateur



scintillateur, sont plus favorables puisqu'on tire parti de la très faible longueur d'absorption de  $\alpha$  - Si : H. Par contre la capacité élevée de structures très minces oblige à ne les employer qu'en éléments de surface unitaire réduite. On peut ainsi imaginer une mosaïque de cellules p-i-n déposée sur un substrat de grande dimensions (30 x 30 cm semble devenir un standard pour les machines de dépôt) et couplée optiquement à un scintillateur (Figure 22c). La lecture de la matrice de diodes pourrait se faire par lignes et colonnes avec une structure de type "écran plat" (voir ci-dessous) (figure 22a). Dans l'état actuel du matériau, le principal problème est la sensibilité. On peut y remédier partiellement en associant à chaque p-i-n un transistor MOSFET réalisé par la même technique et servant également à assurer la sélection de la cellule voulue. Une telle structure est dans l'état de l'art. C'est celle des écrans plats à cristaux liquides et haute définition, où un transistor MOSFET de commande est associé à chaque pixel. La mise en oeuvre est technologiquement plus simple que celle des circuits intégrés (peu de masques, précision réduite). [28-29]

Le même type de mosaïque pourrait également être associé à un milieu du genre Argon liquide ou TMS pour réaliser un plan de lecture à localisation peu précise, le silicium amorphe ne servant plus qu'à la réalisation d'éléments actifs de préamplification et de readout.

### 6.3.2 Structures verticales

L'empilement de couches de dopages différents ou même de matériaux différents est une possibilité qui peut permettre la réalisation de composants radicalement différents, ou qui n'étaient jusqu'ici réalisables avec les cristaux que par des techniques d'épitaxie très sophistiquées (jets moléculaires par exemple). Il faut en effet pouvoir déposer les couches successives à température assez basse pour éviter la diffusion d'une couche dans l'autre, ce qui n'est pas le cas en épitaxie classique. Ces structures multicouches commencent seulement à être étudiées et nous donnons seulement deux exemples des propriétés de couches alternées pnp...

En l'absence de polarisation, la structure de bandes (figure 23) entraîne une séparation des paires électrons-trous générées, qui s'accumulent dans les zones n pour les électrons et p pour les trous. Cette séparation spatiale inhibe la recombinaison des porteurs et la structure se comporte donc comme une mémoire qui peut ensuite être lue en appliquant une différence de potentiel entre les deux faces de façon à vider les charges accumulées dans les cuvettes de potentiel.

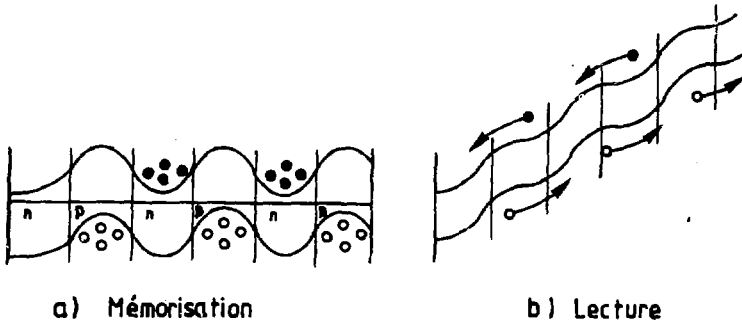


Figure 23

Comme nous l'avons indiqué, ces matériaux sont actuellement limités par leurs faibles mobilités et les fortes densités de pièges. Le point essentiel est que l'on commence à savoir produire en grande surface des semiconducteurs dont on est capable de contrôler les propriétés de conduction. Après le Silicium et ses alliages, on a récemment obtenu du Ga As amorphe.

Il est possible que les connaissances acquises sur ces couches minces conduisent, à terme, à la production de couches microcristallines ou polycristallines passivées et combinant la simplicité des techniques d'élaboration des amorphes et de bonnes propriétés de conduction. Ainsi on a récemment obtenu des couches de  $50\mu$  à  $100\mu$  de Silicium polycristallin produit par pulvérisation de poudre de Silicium par une torche à plasma<sup>[27]</sup> avec une mobilité de  $35\text{cm}^2 \text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

#### 6.4 Autres structures. Connectique

Indépendamment des couches minces, le développement de structures nouvelles sur matériaux cristallins s'est accéléré dans les dernières années : les CCD sont le premier exemple de détecteur intégrant préamplification et readout. Plus récemment, les chambres à dérive en semiconducteur<sup>[30]</sup> constituent une percée remarquable, et exploitent une structure à couches alternées n i n. L'industrie a développé un nombre considérable de détecteurs à localisation de particules pour l'imagerie à faible niveau de lumière (visible ou infrarouge)<sup>[28]</sup>. Citons les mosaïques CID<sup>[29]</sup> qui ont précédé les CCD, et une variante récente des CCD, les RGS (Resistive Gate Sensor)<sup>[25]</sup> où le transfert des charges se fait, comme dans les chambres à dérive par un champ électrique parallèle au plan de

détecteur. Ces détecteurs ont été employés en détection d'électrons lents (quelques KeV) et ils peuvent détecter le minimum d'ionisation sans difficulté. Moins sensibles et moins précis, les détecteurs à électrodes résistives peuvent être facilement réalisés sur des surfaces de 25 à 50 cm<sup>2</sup>.

Ainsi qu'on l'a vu plus haut, on gagne toujours à utiliser des détecteurs de petite surface unitaire, puisque l'on diminue à la fois le courant de fuite et la capacité. De ce fait la réalisation de détecteurs de surface unitaire supérieure au cm<sup>2</sup> et capables de détecter le minimum d'ionisation est un effort quelque peu "contre nature" et qui oblige à des performances technologiques exceptionnelles. Au contraire, lorsque les surfaces unitaires tombent au niveau des centaines de microns carré, la détection devient relativement facile mais se posent alors les problèmes de préamplification et de connectique. L'intégration sur le substrat même du détecteur par des techniques de type VLSI est évidemment possible à priori, mais c'est un très gros effort technologique, peut être disproportionné (au moins en coût) avec le débouché de ces détecteurs. La connexion directe d'une plaquette portant une mosaïque de détecteurs à une autre plaquette ne portant que les préamplis et le connectique, est une solution employée depuis longtemps notamment dans le domaine militaire et plusieurs technologies de contacts existent, telle celle utilisant des grains d'indium écrasés entre les deux plaquettes.

Là encore, les technologies "couches minces" permettent de rapporter sur la plaquette détecteur mosaïque des composants actifs et leurs connexions. Mises en oeuvre à des températures modestes (250° C), elles ne détériorent pas les qualités du détecteur.

## 7. Conclusion

Les détecteurs à semiconducteurs furent parmi les premiers dispositifs élaborés après la découverte de ces matériaux. Ils ont été améliorés régulièrement pendant les trente dernières années pour leur emploi en Physique Nucléaire. Leur redécouverte en Physique des Hautes Energies correspond à une conjoncture favorable liée pour l'essentiel au besoin de détecteurs à localisation très précise. Elle se produit à une époque où d'autres besoins, dans d'autres domaines, la microélectronique "grande surface" et le photovoltaïque, entraînent un développement considérable de matériaux et de structures nouvelles. Leur application en détection de particules reste entièrement ouverte et il paraît probable que ces nouveaux détecteurs suscitent de nouvelles expériences, plutôt

qu'ils se substituent simplement aux détecteurs existants. Comparés aux précédentes générations de détecteurs, ceux-ci présentent au moins deux différences notables :

-leur développement s'appuie sur une technologie industrielle (celle des semi-conducteurs et de la microélectronique). Ce devrait être un avantage, mais la dimension des industriels concernés rend le dialogue difficile. Les industriels spécialisés (Enertec, Ortec) sont des interlocuteurs privilégiés, mais ils ne peuvent assurer que le développement industriel et non la recherche.

-bien des problèmes qui se posent aujourd'hui sur ces détecteurs intéressent d'autres secteurs de la recherche. C'est aussi un élément favorable à condition de réussir à développer les collaborations nécessaires, hors de la Physique des Hautes Energies. De telles collaborations sont sans doute plus faciles à créer entre utilisateurs de détecteurs (Hautes Energies et Astrophysique par exemple), qu'entre utilisateurs et physiciens des dispositifs, ces derniers se motivant plus sur des projets susceptibles de larges développements industriels (les contrats de l'industrie assurent d'ailleurs une partie du financement de ces recherches ...). La physique des Hautes Energies, avec ses grands projets, devrait pourtant jouer ici un rôle d'entraînement. Pour commencer, il faut sans doute montrer aux physiciens des diverses disciplines que la détection des particules est aussi de la physique. C'était un des buts de ce cours.

**Remerciements :** Je remercie A.KARAR qui a largement participé à l'élaboration de ce cours et à la préparation du texte.

---

## BIBLIOGRAPHIE

---

### Ouvrages généraux semiconducteurs

- (1)- KIREEV ,Physique des Semiconducteurs, Edition de Moscou ,
- (2)- KITTEL ,Eléments de Physique des solides, MASSON ,
- (3)-A.S GROVE ,Physique et technologie des dispositifs à semiconducteurs., Dunod ,
- (4)- SZE ,Semiconductor Devices,John Wiley ,

### Ouvrages généraux détecteurs

- (5)-C.J.S. DAMERELL ,Developments in Solid State Vertex Detectors, SLAC Summer Institute 1984 (Pub. Rutherford Lab) ,RAL-84-123, 1984
- (7)-G. KNOLL, Radiation Detection and Measurement, John Wiley , 1979
- (8)-J.M.TAYLOR, Semicond.Particle Detectors, Butterwoths, London, 1963
- (9)- Third Europ.sympos. on Semicond. Detectors, Munich Nuc.Instr.and Methods ,226, 1984
- et en particulier: J.T. WALTON ,Silicon detectors, New challenges,
- (10)-E.E HALLER,F.S.GOULDING ,Nuclear radiation detectors, Handbook on semiconductors,VOL4 ,North Holland Pub., 1981
- (11)-F.S GOULDING , Nucl.Instr.and Methods ,43, 1966
- F.S. GOULDING , Semiconductors for Nuclear Spectroscopy ,Berkeley UCRL 16231, 1965
- (12)-P. SIFFERT ,Détecteurs à semiconducteurs.Progrès récents., Congrès de la Société Française de Physique,Poitiers , 1980

### Détecteurs silicium (microstripes)

- (13)-J. KEMMER,P.BURGER,R.HENCK,E.HEIJNE ,Performances and applications of passivated ion implanted silicon detectors , Nucl.Science Symposium,San Francisco , 1981
- J. KEMMER ,Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process, Nucl.Instr.and Methods ,169,pp 499-502, 1980
- KEMMER et Al ,HYAMS ,High resolution microstrip detectors for the NA-11 experiment, Meeting on solid state detectors 30-4-81 at CERN , 1981
- J. KEMMER,W.WAGNER ,Study of Ion Implanted Si pn-Junction Detectors with Heavy Ions, Preprint , 1980

(14)-E. HEIJNE et P.JARRON ,Silicon microstrip detectors, a new tool for high energy physics, CERN/EF 81-16 , 1981

-E.H.M. HEIJNE et Al ,A Silicon Surface Barrier Microstrip Detector designed for High Energy

Physics , Nucl.Inst. and Methods ,178 pp331-343, 1980

-E.H.M. HEIJNE,P.JARRON ,The impact of microelectronics on particle detection, Nucl.Instr. and Methods ,226, 1984

-R. HENCK ,Détecteurs au silicium pour électrons et rayons X, J.Microsc.Spectrosc.Electron. ,Vol.9.pp131-133, 1984

#### Formation du signal

(15)-S. RAMO , Proc.IRE ,27 p584, 1939

(16)-G. CAVALLERI,G.FABRI,E.GATTI,V.SVELTO ,On the induced charge in semiconductor detectors., Nucl.Instr.and Methods ,21 pp177-178, 1963

-G. CAVALLERI,G.FABRI,E.GATTI,V.SVELTO ,Extension of Ramo's theorem as applied to induced charge in semiconductor detector, Nucl.Instr.and Methods ,92 pp137-140, 1971

(17)-M. MARTINI,G.OTTAVIANI ,Ramo's theorem and the energy balance equations in evaluating the current pulse from semiconductor detectors, Nucl.Instr.and Methods ,67 pp177-178, 1969

(18)-P.D TOVE,K.FALK ,Pulse formation and transit time of charge carriers in semicond.detectors, Nucl.Instr.and Methods ,29 pp66-68, 1964

-P.A TOVE,W.SEIBT ,Plasma effects in semicond. detectors, Nucl.Instr.and Methods ,51 pp261-269, 1967

#### Détecteurs MOS

(19)-B. EQUER,A.KARAR ,Emploi de capacités MOS en détection de particules, Rapport Interne,Collège de France , 1985

(20)-R. KALIBJIAN,D.CIARLO et al. ,Time Resolved X-Ray detection using MOS detectors, IEEE Trans.on Nucl.Sci. ,19-3,pp339, 1972

-D.R. CIARLO, MOSFET Detector Evaluation, , IEEE Trans.on Nucl.Sci, 1974

#### Détecteurs CCD

(22)-R. BAILEY,C.J.S.DAMERELL et Al ,First Measurement of efficiency and precision of CCD Detectors for High Energy Physics, Nucl.Inst.and Methods ,213 pp201-215, 1983

- Cf (25)

### CCD

- (23)-P.L. BERGER, M. BLAMONTIER et al , Les dispositifs à transfert de charge , Revue Technique Thomson-CSF , 13 no 1, 1980
- (24)-LJM ESSER, F.L.J SANGSTER, Charge transfer devices, Handbook on semiconductors, 4 , North-Holland Pub. , 1981 .
- (25)-M LEMONIER , Etude des possibilités d'utilisation des CCD en détection des électrons. , Thèse, Paris , 1984

### Divers

- (26)-N.F. MOTT, E.A.DAVIS , Electronic Processes in Non Crystalline Materials, Clarendon Press- Oxford , 1979
- (27)-M.SURYNARAYANAN, Comm. privée
- (28)-J. GLASSER, F. CHAZALLET , Les capteurs d'image à l'état solide, Compte rendus Conf. CIAME , pp 339, 1984
- (28)-A.J.SNELL, P.G.LECOMBER, K.O.MACKENZIE, W.E.SPEAR, A.DOGHM-ANE , The Characteristics and properties of optimized a-Si FETs and their applications in integrated image sensors, Proc. of the tenth Int. Conf. on Amorphous and liquid semiconductors, TOKYO , pp1190, 1983
- (29)-M.J. THOMSON , Thin Film Transistors for Large Area Electronics, J.Vac.Sci.Technol. , B 2 (4) Oct-Dec, 1984
- (30)-E. GATTI, P.REHAK, J.T.WALTON , Silicon drift chambers - First results and optimum processing of signals, Nucl.Inst.and Methods , 226, 1984
- (31)-S.R. AMENDOLIA et Al , A multi electrode silicon detector for high e.ergy experiments, Nucl.Inst.and Methods , 176 pp 457-460, 1980
- S.R. AMENDOLIA et al , A Ge-Si active target for measurement of short lifetimes, Nucl.Instr. and Methods , 226, 1984
- (32)-F.CAPASSO, Physics of avalanche photodiodes, Semicond. and Metals, Vol 2, Academic Press, 1985
- J.C.CAMPBELL, Photodiodes for Lightwave Communications, Semicond. and Metals, Vol 2, Academic Press, 1985.
- (33)-A.J.DABROWSKI et al, Advantages and Limitations of n-type low resistivity Cadmium Telluride Detectors, Nucl.Instr. and Methods, 170, pp25-30, 1978
-