



HAL
open science

Les détecteurs à semiconducteurs : du cristal aux couches minces

B. Equer

► **To cite this version:**

B. Equer. Les détecteurs à semiconducteurs : du cristal aux couches minces. École thématique. Ecole Joliot Curie "Instrumentation en physique nucléaire et en physique des particules", Maubuisson, (France), du 26-30 septembre 1988 : 7ème session, 1988. cel-00645577

HAL Id: cel-00645577

<https://cel.hal.science/cel-00645577v1>

Submitted on 28 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LES DETECTEURS A SEMICONDUCTEURS : DU CRISTAL AUX COUCHES MINCES

B. Equer

*Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces,
CNRS N°258UPR, Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau, France***1 INTRODUCTION****2 RAPPELS SUR LA CONDUCTION DANS LES SEMI-CONDUCTEURS**

- 2.1 Le mécanisme de formation des bandes d'énergie
- 2.2 Les semiconducteurs homogènes à l'équilibre thermique
- 2.3 Les semiconducteurs homogènes hors équilibre thermodynamique

3 PRINCIPES ET FORMATION DES JONCTIONS p - n

- 3.1 La jonction p-n (homojonction) à l'équilibre
- 3.2 L'approximation de la jonction abrupte désertée
- 3.3 Jonctions p-n polarisées en inverse
- 3.4 Détecteurs à jonctions implantées ou diffusées
- 3.5 Limitations de ce type de détecteur. Multiplication et avalanche
- 3.6 Matériaux compensés. Détecteurs "driftés" au lithium
- 3.7 Les matériaux quasi-intrinsèques et les jonctions p - i - n
- 3.8 Détecteur en mode photovoltaïque
- 3.9 Photoconducteurs, phototransistors et diodes à avalanche
- 3.10 Quelques remarques sur la lecture des schémas de bande

4 LES JONCTIONS METAL-SEMICONDUCTEURS ET LES STRUCTURES MIS ou MOS

- 4.1 La jonction métal-semiconducteur (ou Schottky) à l'équilibre
- 4.2 Jonctions Schottky en polarisation inverse
- 4.3 Contacts ohmiques et redresseurs
- 4.4 Détecteurs à barrière de surface
- 4.5 Jonction MIS ou MOS

5 PERTE D'ENERGIE ET ENERGIE DE CREATION DE PAIRES

- 5.1 Energie moyenne de création d'une paire électron-trou
- 5.2 Localité de la perte d'énergie dans les solides
- 5.3 Fluctuations de la perte d'énergie
- 5.4 Dégats d'irradiation
- 5.5 Effets de canalisation

6 SIGNAL ET BRUIT

- 6.1 Formation du signal électrique.
- 6.2 Effet plasma
- 6.3 Rôle de la recombinaison
- 6.4 Les sources de bruit
- 6.5 Rapport signal sur bruit

7 LES MATERIAUX SEMICONDUCTEURS**8 NOUVELLES STRUCTURES DE DETECTEURS**

- 8.1 Les détecteurs à micro-pistes (microstripes)
- 8.2 Détecteurs à damiers (pads) et calorimétrie
- 8.3 Les détecteurs à CCD
- 8.4 Chambres à dérives solides

9 DETECTEURS EN COUCHES MINCES - LES SEMICONDUCTEURS AMORPHES

- 9.1 Les semiconducteurs amorphes
- 9.2 Techniques d'élaboration
- 9.3 Résultats
- 9.4 Détection du minimum d'ionisation
- 9.5 Perspectives
- 9.6 Conclusion

10 CONCLUSIONS

1 INTRODUCTION

Les détecteurs de particules à semiconducteurs ont été parmi les tout premiers dispositifs inventés après la découverte de ces matériaux. Proposé avant l'invention du transistor en 1948, un premier prototype est réalisé en 1949 /1/. Leur utilisation, d'abord freinée par le manque de matériaux suffisamment purs, s'accélère à la fin des années 60. Ils sont alors très employés dans les expériences de Physique Nucléaire à basse énergie où une activité de développement intense voit le jour et se poursuit jusqu'à la fin des années 60. Ils sont alors commercialisés par plusieurs industries et semblent avoir atteint un état de perfection. Ce n'est qu quelques années plus tard, au milieu des années 70 qu'ils sont employés en Physique des Hautes Energies, en particulier au CERN pour le monitoring des flux des faisceaux de neutrinos /2/. L'intérêt pour ce type de détecteur au sein des Hautes Energies croît d'abord lentement puis s'accélère après 1980 avec les expériences sur les particules "charmées". Aujourd'hui, on peut dire que presque toutes les grandes expériences récentes ont envisagé ou même testé un détecteur à semiconducteur. L'apparition de nouveaux types de détecteurs témoigne de la reprise d'un effort de recherche : les chambres à dérive solide, les Dispositifs à transferts de charge, DTC (ou CCD) venus de l'industrie de la télévision viennent ainsi compléter ou concurrencer les détecteurs à pistes (strips) ou damiers (pads), qui sont maintenant commercialisés.

Cependant tous ces détecteurs souffrent de deux défauts majeurs qui en limitent l'application dans le domaine des hautes énergies : leur coût élevé et la faible surface réalisable. Quelles chances y a-t-il pour que cette situation change dans un futur proche ? La situation actuelle ressemble à celle qui existait il y a dix ans dans le domaine des photopiles solaires où les mêmes obstacles ont entraîné un effort de développement considérable et des progrès spectaculaires. A l'origine de ces progrès, on trouve certes une contribution due à l'amélioration de toutes les technologies intervenant dans le dispositif, mais l'élément décisif réside dans l'effort de recherche qui a été accompli sur de nouveaux matériaux semiconducteurs et en particulier sur les matériaux susceptibles d'être utilisés en *couches minces*. Il est raisonnable de penser que les détecteurs suivront le même chemin. Les premiers pas dans cette direction ont été accomplis avec les récents résultats obtenus avec des couches minces en silicium amorphe et on peut penser que ce n'est que le début d'une technologie extrêmement riche en possibilités nouvelles, notamment pour réaliser des structures capables d'assurer les fonctions de localisation, de lecture, voire d'amplification.

L'objectif de ce cours est d'une part de rappeler quelques éléments de Physique des Solides nécessaires pour comprendre le fonctionnement des détecteurs existants (§1-3), et d'autre part de présenter les principaux types de détecteurs (§4-8), en insistant sur la compréhension de leur fonctionnement, plutôt que sur la façon de les utiliser, qui est examinée dans d'autres cours /3-5/. Enfin la dernière partie (§8-11) vise à introduire les semiconducteurs amorphes, à décrire quelques résultats récents et à discuter leurs possibilités d'applications.

La perspective dans laquelle est située ce cours découle surtout de la problématique des hautes énergies : on s'intéresse à des détecteurs à l'état solide, si possible de grande surface, et permettant une certaine localisation. Les applications plus traditionnelles ne sont que mentionnées. Faute de place, la détection des rayons X, γ et photons ainsi que celle des neutrons ne sont pas abordées.

La place réservée ici aux problèmes technologiques est modeste, d'une part parcequ'il faut bien faire des choix et d'autre part parceque la compréhension des processus fondamentaux dans les détecteurs est sûrement le facteur le plus important pour les progrès futurs. Cependant il ne faut pas oublier que les détecteurs de particules ne constituent qu'une application mineure devant toutes les applications industrielles dont ils empruntent souvent la technologie. Celles-ci ont une dynamique qui alimente un effort de recherche et développement gigantesque. Sans l'industrie électronique, il n'y aurait sans doute pas de détecteurs au silicium et le succès de nouvelles filières est en grande partie lié à l'intérêt qu'elles peuvent susciter dans l'industrie. C'est l'une des raisons qui milite en faveur des semi-conducteurs amorphes.

Un modèle simple : la chambre à ionisation solide.

Pour mieux appréhender la nature des problèmes, nous allons partir d'un modèle idéalement simple que l'on pourrait appeler la chambre à ionisation solide. Puis on examinera toutes les questions qui se posent pour donner corps à ce modèle naïf, qui en fait se réduisent (presque) à un seul problème celui du transport électronique, tout d'abord dans des solides homogènes, puis dans des structures complexes. Considérons donc le détecteur réalisé en plaçant une tranche d'un milieu solide entre deux électrodes métalliques auxquelles on applique une différence de potentiel V (Figure 1).

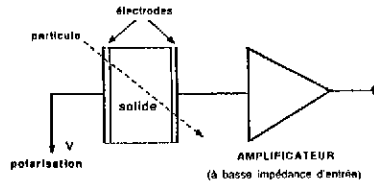


Figure 1 : Un modèle naïf de détecteur : la chambre à ionisation solide.

Pour un solide bien choisi on devrait observer un comportement analogue à celui d'une chambre d'ionisation à gaz. Le passage d'une particule ionisante arrache des électrons atomiques qui dérivent dans le champ électrique et sont collectés par l'électrode positive. Si l'impédance externe est grande, la tension aux bornes de la capacité constituée par les deux électrodes variera de $\delta V = Q / C$ où Q est la charge collectée. Celle-ci doit être proportionnelle à l'énergie déposée $Q = k q (dE / dx) \delta x$, δx étant l'épaisseur du solide et k un coefficient ayant la dimension de l'inverse d'une énergie et caractéristique du solide considéré (analogue au potentiel d'ionisation d'un gaz). A moins que le solide ne soit un isolant parfait, on s'attend à ce que le détecteur soit traversé par un courant de fuite $I_f = V/R$ où R est la résistance du solide. Les fluctuations statistiques des électrons constituant ce courant engendrent des fluctuations de charge $\sigma(Q_b)$ et donc de tension $\sigma(V_b)$ aux bornes de la capacité. On peut les évaluer ainsi : si τ est un temps caractéristique du système, (temps d'intégration de l'ordre du temps nécessaire pour collecter les charges) alors les fluctuations statistiques du courant, (c'est à dire le bruit de grenaille), sont :

$$\sigma^2(I_f) = 2q I_f \frac{1}{\tau} \quad \text{donc : } \sigma(Q_b) = \sigma(I_f) \tau \quad \text{et} \quad \sigma(V_b) = \sigma(Q_b) / C \quad (1)$$

On peut donc calculer un rapport signal sur bruit maximum, en négligeant les autres sources de bruit, soit $\delta V / \sigma(V_b)$. Il semble alors que l'on connaisse tout sur ce détecteur...et pourtant l'essentiel des arguments ci-dessus est incorrect ou inutilisable! Si l'on essayait de réaliser un tel détecteur avec divers solides, on constaterait soit qu'il n'y a pas de signal pour de bons isolants comme des céramiques, des verres, des polymères, ce qui s'explique par l'hypothèse que les charges électriques ne sont pas mobiles dans de tels milieux, soit que les courants de fuite sont importants pour les corps conducteurs et en particulier pour la plupart des semi-conducteurs. A vrai dire, quelques corps particuliers sembleraient vérifier le modèle ci-dessus, ainsi le tellurure de cadmium ou le phosphore d'indium dans leur versions dites résistives ou encore ... le diamant. Pour comprendre ces différences il faut clairement revoir le détail des processus physiques responsables de la conduction dans les solides et à travers les interfaces entre solides.

On peut se demander quelle est l'origine de cette différence entre les solides et les gaz ou les liquides utilisés dans les détecteurs, et pour lesquels le modèle simple ci-dessus s'applique correctement? Dans les premiers, il existe une interaction en général covalente ou ionique entre atomes voisins. Les états électroniques qui participent à la conduction sont des états liés, à énergie négative par rapport à l'état du vide. Les électrons des électrodes métalliques, liés eux aussi, peuvent passer dans le solide beaucoup plus facilement que dans un gaz ou un liquide. Dans les deux derniers cas, il faut en effet leur fournir une énergie importante (le potentiel d'extraction du métal est de quelques eV, donc très grand devant kT). On verra que tous les solides capables de conduire les charges sont sujets à un phénomène d'injection de charges par les électrodes, donc de courant de fuite, auquel il faudra trouver remède par des "contacts bloquants". De plus, l'ionisation spontanée, à température ordinaire est également beaucoup plus probable dans les solides. On comprend que la présence d'une grande quantité de charges mobiles, due à ces deux causes et grande devant celle que peut créer une particule incidente, ne facilite pas la détection. Il faudra donc réussir à "désert" le solide, c'est à dire à en extraire les charges mobiles. Enfin, contrairement aux solides et aux liquides, les solides peuvent présenter localement des défauts qui ont souvent la possibilité de capturer, ou piéger, les électrons de conduction. Pour toutes ces raisons, la réalisation de détecteurs solides demande la maîtrise du matériau et une compréhension détaillée de la structure, c'est à dire dans le cas simple considéré ici, des contacts. On pourrait conclure de ces remarques que les solides sont, a priori, de mauvais milieux détecteurs! Historiquement, ils se sont avérés bien correspondre à un besoin spécifique de la Physique Nucléaire : ils offrent un grand pouvoir d'arrêt comparés aux gaz ou liquides et de plus, ils produisent une charge plus élevée à perte d'énergie donnée (le coefficient k introduit ci-dessus est plus grand) ce qui conduit à une moindre dispersion sur la

mesure de cette perte d'énergie. Quant aux raisons actuelles de l'intérêt qu'ils suscitent, elles seront discutées au §8.

2 RAPPELS SUR LA CONDUCTION DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

Les mécanismes de transport dans les solides ont été abordés depuis longtemps dans le cadre de l'électrodynamique et de la thermodynamique classique (théorie de la conduction métallique, du contact entre métaux), mais c'est la théorie quantique des solides cristallins qui fournit la base à partir de laquelle on a pu décrire l'ensemble des processus élémentaires. Même les solides désordonnés sont traités avec des concepts et un langage qui dérivent de cette théorie. Nous allons donc en rappeler quelques éléments. Parmi toutes les propriétés des solides, seules leurs propriétés électriques nous intéressent, et ce qui suit peut être considéré comme une sélection ou même un guide de lecture des traités classiques /6-8/ En particulier, nous avons fait le choix de développer en détail les arguments simples lorsqu'il en existe et de faire l'impasse complète sur d'autres points. Ces éléments constituent une base indispensable pour développer de nouveaux détecteurs, mais le simple utilisateur peut sauter au chapitre suivant....

La théorie décrit les cristaux parfaits, purs et infinis. On commence par rechercher les états électroniques et les fonctions d'onde dans un tel milieu à température nulle (2.1). Puis on étudie la mécanique statistique d'un cristal pur ou dopé, d'abord à l'équilibre (2.2) puis hors d'équilibre(2.3).

2.1 Le mécanisme de formation des bandes d'énergie.

La base de ce mécanisme est la levée de la dégénérescence des états quantiques d'atomes identiques sans interaction lorsqu'on introduit une interaction. La figure 2 illustre ce mécanisme. On part d'un atome ayant un niveau fondamental occupé et un état excité vide. Si ensuite on considère deux atomes semblables isolés, on a le même diagramme en énergie, mais la dégénérescence de chaque état est multipliée par deux. Pour N atomes elle est multipliée par N. Si maintenant on "enclenche" une interaction entre les atomes, comme il en existe dans tout solide, on s'attend à une levée de la dégénérescence et on voit apparaître des bandes.

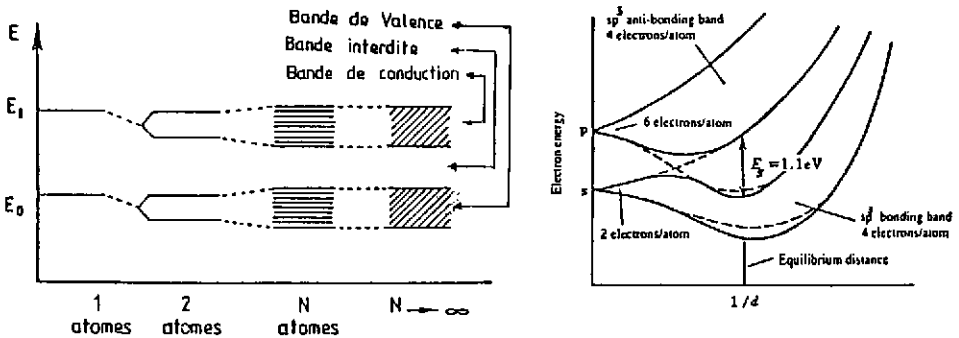


Figure 2 : la formation des bandes : a/ dans le modèle à une dimension, b/ dans le cas du silicium en fonction de la distance interatomique.

Le modèle des liaisons fortes permet une approche de ce problème. Nous en rappelons le principe sur le cas simple d'un solide cristallin à une dimension formé d'atomes ayant un niveau fondamental E_0 et un état excité E_1 . Dans un milieu sans interaction chimique, les 2 états sont états propres, chacun N fois dégénérés (sans compter pour l'instant les spins). Si on enclenche une interaction entre atomes voisins, par exemple en imaginant que l'on rapproche les atomes les uns des autres jusqu'à une distance mutuelle r en partant de l'infini, on trouve les nouveaux états propres correspondant à E_1 par exemple, en résolvant l'équation $H\Psi = E\Psi$, ce qui revient à diagonaliser le hamiltonien dans le sous-espace des N états : $|\Psi_{1>1}\rangle, |\Psi_{1>2}\rangle \dots |\Psi_{1>N}\rangle$ où $|\Psi_{1>i}\rangle$ est l'état associé à l'énergie E_1 du i^{ème} atome lorsqu'il est isolé. Si nous supposons qu'il n'y a d'interaction qu'entre premiers voisins les seuls éléments de matrice non nuls sont, soit diagonaux : $H_{nn} = E_1$, ou bien bordant la diagonale $H_{n,n\pm 1} = -A$. L'énergie E_1 est a priori différente de E_1 et on s'attend à ce qu'elle lui soit inférieure, l'effet moyen

du rapprochement des atomes étant de lier plus fortement les électrons. Le terme $-A$ est l'énergie d'interaction qui dépend du recouvrement entre fonctions d'onde relatives à des atomes voisins. Posons :

$$|\Psi\rangle = \sum_n^N c_n |\Psi_n\rangle \tag{1}$$

On doit donc résoudre l'équation matricielle :

$$\begin{vmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & -A & E'_1 & -A & \dots & \dots \\ \dots & \dots & -A & E'_1 & -A & \dots \\ \dots & \dots & \dots & -A & E'_1 & -A \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} = E \begin{vmatrix} c_{n-1} \\ c_n \\ c_{n+1} \end{vmatrix}$$

on voit que les c_i obéissent à la relation de récurrence : $-A c_{n-1} + E'_1 c_n - A c_{n+1} = E c_n$ dont les solutions sont les progressions géométriques. Pour que les c_n restent finis, il faut qu'ils aient la forme $c_n = (e^{i\phi})^n$. La relation précédente devient alors $E = E'_1 - 2A \cos \phi$. L'angle ϕ est un nombre quantique dont la signification apparaîtra plus loin. On voit que seuls sont permis les états E dont l'énergie est dans la "bande" $E'_1 - 2A$ et $E'_1 + 2A$. Ce modèle simpliste prévoit correctement que les bandes associées aux états de moins en moins liés E_2, E_3, \dots sont de plus en plus larges. Il prévoit aussi que les éléments de la colonne IV doivent avoir des bandes interdites décroissantes lorsque Z croît du carbone à l'étain. En effet d'une ligne à l'autre du tableau de Mendéléef, le nombre quantique principal augmente, mais l'écart entre états s et p reste sensiblement le même. La distance entre bandes, c'est à dire la largeur de bande interdite E_g (ou gap) doit donc diminuer. Les valeurs observées sont :

	C(diamant)	Si	Ge	Sn
E_g	5,5 eV	1,1 eV	0,7 eV	≈ 0

On remarque que ce mécanisme de levée de dégénérescence ne modifie pas le nombre d'états. Si on part d'un atome ayant deux électrons dans l'état E_0 (dégénéré en spin) on finit avec N états, également dégénérés en spin et par conséquent les $2N$ électrons remplissent exactement cette bande. Ce phénomène subsiste en trois dimensions, mais le comptage des états est plus compliqué (Cf §2.1.5). On montre (§ 2.1.4) que cette conclusion a pour conséquence que le solide est isolant à $T = 0^\circ\text{K}$. Si par contre, un seul électron est dans l'état E_0 , la bande est demi-pleine et le comportement est de type métallique. On déduit de ces arguments une classification simple des solides vis à vis de la conduction (Figure 3). Elle est cependant insuffisante dans la mesure où elle ignore les autres nombres quantiques.

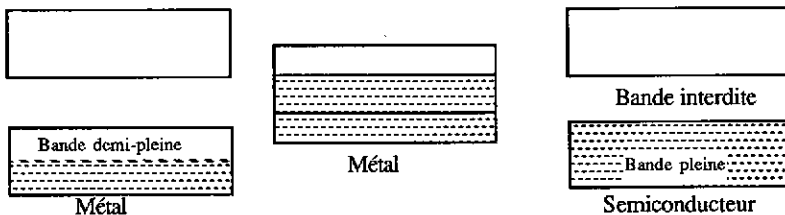


Figure 3 : Métal et semiconducteur

A quoi correspondent, dans ce langage les isolants? On les décrit comme des semi-conducteurs à "grand gap", c'est à dire très grand devant kT , de l'ordre de plusieurs eV. Mais beaucoup d'isolants usuels le sont pour des raisons bien différentes. Bien souvent, ce ne sont pas des cristaux, mais des assemblages de très petits cristaux, comme beaucoup de céramiques, ou des verres ou encore des composés organiques qui peuvent être constitués de longues fibres de polymères. Dans le cas des céramiques et des polymères, il ne s'agit donc plus de matériaux homogènes et c'est le raccordement entre grains ou fibres qui est le principal obstacle à la conductivité.

2.1.1 Les fonctions d'onde.

On sait que les fonctions propres sont des ondes de Bloch :

$$\Psi(\vec{r})_{\text{Bloch}} = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad \text{où } u_{\vec{k}}(\vec{r}) \text{ est une fonction périodique de } \vec{r} \text{ sur le réseau.}$$

Beaucoup de leurs propriétés rappellent celles des ondes planes dans le vide. Le point clé est le remplacement du groupe continu des translations dans l'espace par le groupe des translations sur un réseau périodique, soit :

$$T(\vec{n}) \text{ tel que } T(\vec{n}) f(\vec{r}) = f(\vec{r} - \vec{n}) \text{ avec } \vec{n} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3 \quad (2)$$

(n_1, n_2, n_3 sont des entiers quelconques) Les vecteurs de base du réseau cubique à faces centrées (celui du silicium, du diamant, de GaAs) sont donnés par (figure 4) :

$$\vec{a}_1 = \frac{1}{2} (\vec{i} + \vec{j}), \quad \vec{a}_2 = \frac{1}{2} (\vec{i} + \vec{k}) \quad \text{et} \quad \vec{a}_3 = \frac{1}{2} (\vec{j} + \vec{k}),$$

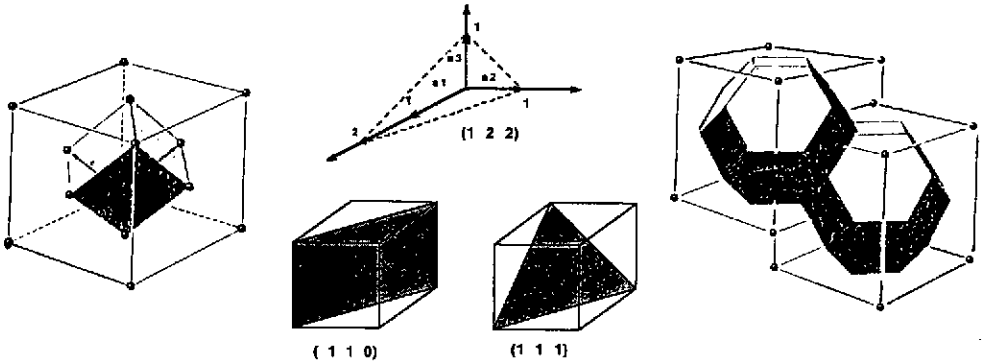


Figure 4 : (a) le réseau cristallin de type diamant (cas de Si et de Ge), (b) les indices de Miller, (c) les zones de Brillouin

On vérifie facilement que les ondes de Bloch sont les fonctions propres de T pour les valeurs propres $\exp(-i \vec{k} \cdot \vec{n})$ et comme T commute nécessairement avec le hamiltonien, k est un bon nombre quantique (on nomme $\hbar k$ l'impulsion cristalline) :

$$T(\vec{n}) \Psi(\vec{r})_{\text{Bloch}} = T(\vec{n}) \left[e^{i\vec{k}\vec{r}} u(\vec{r}) \right] = e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{n})} T(\vec{n}) u(\vec{r}) = e^{-i\vec{k}\vec{n}} \left[e^{i\vec{k}\vec{r}} u(\vec{r}) \right] \quad (3)$$

Appliqué à la fonction d'onde du cristal à une dimension, le même calcul permet de montrer que le paramètre j qui est apparu dans le calcul de E n'est autre que ka. Une translation d'un nombre entier n de pas de réseau a s'écrit en effet :

$$T(n a) |\Psi\rangle = \sum_m c_m T(na) |\Psi_m\rangle = \sum_m c_m |\Psi_{m+n}\rangle$$

et en changeant d'indice $m' = m+n$ et en prenant en compte la forme des c_m :

$$T(na) |\Psi\rangle = \sum_{m'} c_{m'-n} |\Psi_{m'}\rangle = e^{-i\varphi n} \sum_{m'} e^{i\varphi m'} |\Psi_{m'}\rangle = e^{-i\varphi n} |\Psi\rangle$$

identifiant avec les valeurs propres de T qui ont la forme $\exp(-i k n a)$, on conclut que : $-i j n = -i k n a$, soit $j = k a$.

On a donc trouvé les fonctions d'ondes associées à E_k et k pour la bande correspondant à E_1 :

$$E_k = E_1 - 2 A \text{ Cos } ka$$

$$\Psi_k(x) = \sum_m c^{i mka} \Psi_m(x) \tag{4}$$

De plus, on vérifie facilement que Ψ_k est bien une onde de Bloch. On fait alors la remarque essentielle que Ψ_k et E sont des *fonctions périodiques de k avec la période $2\pi/a$* . On peut donc décrire complètement le système dans l'espace des k en se limitant à l'intervalle $-\pi/a, +\pi/a$ que l'on appelle la première zone de Brillouin. Le schéma de la figure 5 rassemble les résultats sur le réseau linéaire. On a supposé, (ce qui n'est pas inclus dans le modèle, mais peut se voir dans un autre modèle simple, celui de l'électron quasi libre) que les valeurs de A pour des états successifs changeaient de signe.

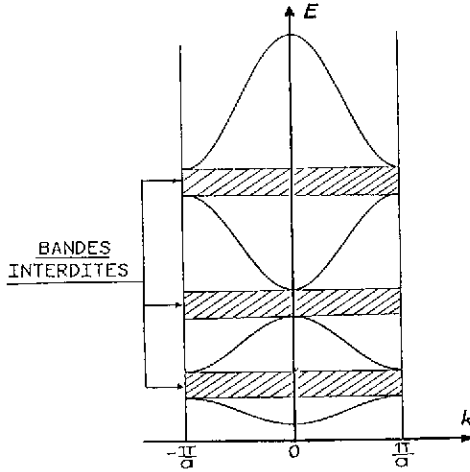


Figure 5 : Les bandes dans le réseau linéaire

2.1.2 Les indices de Miller

La nomenclature usuelle des plans cristallins utilise les indices de Miller. Il est utile de la connaître car le matériau de départ d'un dispositif est une tranche découpée dans un cristal, et que ce soit par clivage ou par sciage, on découpe les cristaux suivant certains plans cristallins. Les indices de Miller sont définis de la façon suivante : l'intersection du plan avec les trois axes fournit trois entiers relatifs (m_1, m_2, m_3). On forme le triplet de leurs inverses et on cherche le plus petit entier p tel que le triplet ($p/m_1, p/m_2, p/m_3$) ne soit constitué que d'entiers. (Voir Figure 4b)

2.1.3 Masse effective et approximation des bandes paraboliques

Toujours dans le modèle à une dimension, considérons un paquet d'ondes formé d'états centrés sur k . On peut lui associer une vitesse de groupe $v_g = 1/\hbar (dE_k/dk)$. Si nous nous limitons aux petites valeurs de k (nous verrons pourquoi plus loin) et si nous considérons l'énergie par rapport à celle du bas de la bande de conduction E_1 , nous pouvons écrire d'après (4) :

$$E_k = 2A a^2 k^2/2 \quad \text{et} \quad v_g = 2A a^2 k / \hbar,$$

On retrouve par conséquent une relation de la forme :

$$E_k = 1/2 m^* v_g^2 \tag{5}$$

où la masse effective m^* est une caractéristique de la bande d'énergie considérée que l'on nomme masse effective. Telle que nous l'avons définie, m^* est donc la dérivée seconde de la fonction $E(k)$ en $k = 0$. Elle peut donc être positive ou ... négative!

2.1.4 Effet d'un champ électrique

L'énergie d'une particule de vitesse de groupe v_g plongée dans un champ électrique E augmente pendant le temps dt de la quantité : $dE = -q E (v_g dt) = -q E 1/\hbar (dE/dk) dt$. Cette relation implique que l'on ait :

$$\hbar dk/dt = -q E. \tag{6}$$

On retrouve une équation identique à l'équation de la dynamique, mais qui relie à l'impulsion cristalline les seules forces extérieures.

La conclusion à tirer des équations (5) et (6) est que les électrons dans le cristal se comportent comme des particules libres de masse m^* à condition de considérer leur énergie par rapport au bord inférieur de la bande et d'utiliser l'impulsion cristalline. Nous allons définir les trous de façon à leur conférer des propriétés analogues.

Le courant électrique associé à une bande est la somme des contributions de tous les états occupés. Si nous considérons tout d'abord une bande pleine, on prévoit que le courant doit être nul parce que la bande contient autant d'états k que d'états $-k$. (la symétrie $k \Rightarrow -k$ provient du fait que le potentiel atomique $V(r)$ est une fonction réelle) Si par contre une bande comporte des états inoccupés, des "trous", on peut dire que le courant est la somme sur les états occupés ou encore la somme sur toute la bande moins celle sur les trous. On est donc amené à considérer les trous comme des quasi-particules de charge positive, de même vitesse que l'électron dans le même état. C'est ce que résume l'équation suivante :

$$\vec{j} = -q \sum_{\text{états occupés}} \vec{v} = -q \sum_{\text{bande pleine}} \vec{v} - \left(-q \sum_{\text{états vides}} \vec{v} \right) = +q \sum_{\text{trous}} \vec{v} \quad (7)$$

On est amené à compléter cette définition en attribuant au trou dans l'état électronique k , le nombre d'ondes $-k$ et la masse effective $-m^*$. On arrive ainsi au schéma "standard" de la Figure 6. On peut ajouter les commentaires suivants :

Les électrons de la bande de conduction ont une masse effective positive et de même les trous dans la bande de valence (puisque celle-ci a une concavité négative, donc $m_e^* < 0$ et $m_t^* > 0$). L'axe des énergies de trous est dirigé vers le bas et celles-ci sont référencées par rapport au bord de bande de valence. L'axe des k pour les trous est dirigé vers la gauche.

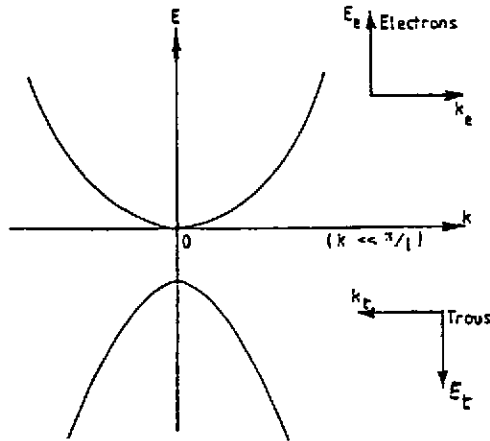


Figure 6 : le schéma standard des bandes paraboliques.

2.1.5 Les schémas de bande réels.

Il s'agit non seulement de traiter le problème en trois dimensions, mais de partir d'états atomiques réalistes. La démarche reste la même, mais le traitement s'alourdit considérablement. Pour les éléments de la colonne IV, la configuration électronique est s^2p^2 . Mais l'interaction entre atomes voisins mélange les états s et p (Figure 2b) et les bandes correspondent non à ces états mais aux "orbitales liantes" et aux orbitales "anti-liantes". Les orbitales sont des fonctions d'onde localisées autour des quatre directions des liaisons chimiques. Ce sont quatre combinaisons à poids égal de la fonction d'onde s et des trois fonctions d'onde p , nommées orbitales hybrides sp^3 . On admet, comme dans le problème à une dimension, qu'il n'y a d'interaction qu'entre premiers voisins et on est alors capable de calculer le terme d'interaction (A du calcul ci-dessus) et de diagonaliser le hamiltonien dans la base considérée. Lorsqu'on

introduit correctement le potentiel, y compris l'interaction spin-orbite, ce modèle des liaisons fortes aboutit à un schéma de bande réaliste, encore qu'il soit nécessaire de le corriger à partir d'autres considérations. Par rapport au schéma standard, outre les complications prévisibles (le nombre de bandes augmente, il reste des dégénérescences, la forme des bandes est compliquée et dépend de l'orientation cristalline, la masse effective est un tenseur...), on note une anomalie qui a d'importantes conséquences physiques : dans le cas du Silicium et du Germanium, le point de plus basse énergie des bandes de conduction ne correspond pas à $k = 0$! (Figure 7) Pour exciter un électron du sommet de la bande de valence vers la bande de conduction, il ne suffit pas de lui fournir l'énergie E_g mais il faut en même temps lui fournir une impulsion $\hbar k$, ce qui exige la contribution d'un phonon (l'impulsion des photons optiques étant trop faible). Cette condition limite considérablement l'absorption optique de photons ayant l'énergie suffisante ($h\nu > E_g$). C'est une propriété fâcheuse des semi-conducteurs "à transition indirecte" (Si, Ge) pour toutes les applications optiques (photodétecteurs et cellules solaires). Pour les détecteurs de particules, elle a un rôle favorable. En effet, la recombinaison radiative, phénomène inverse de l'absorption d'un photon, est limitée pour la même raison, ce qui fait que la durée de vie des paires électron-trou est plus grande dans ces matériaux

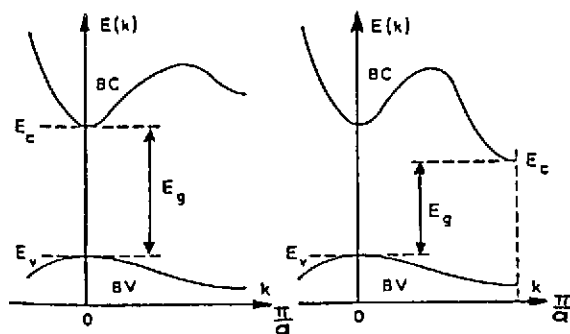


Figure 7 : Semiconducteurs à transition directe (a) et indirecte (b)

La forme des zones de Brillouin est également plus complexe (Figure 4c). Ce n'est pas un cube comme on pourrait le penser, car il faut rechercher la période de $\exp(i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ dans toutes les directions du réseau et non pas seulement k_x, k_y, k_z . Pour chaque direction, la 1ère zone de Brillouin est limitée par deux plans perpendiculaires à cette direction. L'intersection de tous ces plans définit le volume élémentaire.

2.2 Les semiconducteurs homogènes à l'équilibre thermique.

A l'équilibre thermique les porteurs sont en équilibre avec le réseau, leur énergie est donc $1/2 m^* v^2 = 3/2 kT$ soit $v \approx 10^7$ cm/s. Si on injecte des électrons très au-dessus de la bande de conduction (sous l'effet d'une particule ionisante par exemple), ils sont thermalisés et ce phénomène de relaxation est très rapide (10^{-12} à 10^{-13} s). En première approximation, les porteurs restent donc toujours proches (à kT près) du bord inférieur de leur bande de conduction ce qui justifie l'usage de l'approximation parabolique et permet de les traiter comme des quasi-particules libres. L'équilibre thermique implique également l'égalité entre les processus de génération thermique, qui excitent des électrons de la bande de valence à la bande de conduction, et les processus inverses de recombinaison.

La recombinaison peut être radiative, avec émission d'un photon ayant $h\nu = E_g$, mais comme nous l'avons signalé, ce mécanisme est fortement inhibé dans les semi-conducteurs à transition indirecte, où l'on montre que la recombinaison se fait essentiellement en deux temps, par capture sur un état profond de la bande interdite, suivie de la capture d'un trou. Les états dans la bande interdite ne peuvent être dûs qu'à des impuretés dont le taux résiduel va donc être une caractéristique importante des matériaux. La figure 8 résume ces différents processus.

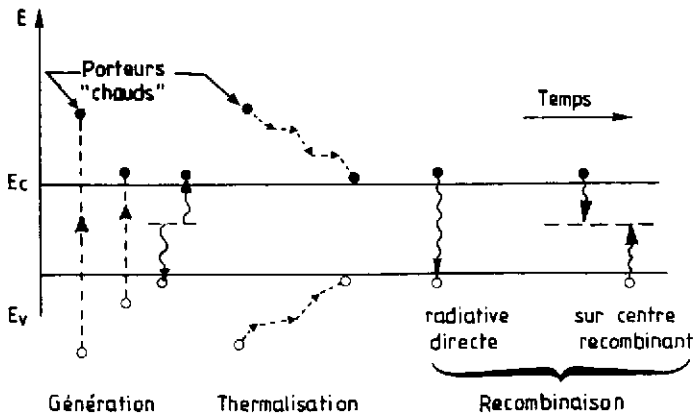


Figure 8 Les différents processus contribuant à l'équilibre thermique.

2.2.1 Les semiconducteurs intrinsèques

A l'équilibre thermique la probabilité d'occupation des états quantiques est une fonction universelle (elle ne dépend pas du détail des processus) qui ne dépend que de E ; elle est donnée par le facteur de Fermi :

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\beta(E - E_f)}} \quad \text{avec } \beta = \frac{1}{kT} \quad (8)$$

Par définition la probabilité d'occupation d'un trou est $f_t(E) = 1 - f(E)$ et on vérifie qu'elle est aussi égale à $f(E_t)$ avec la convention sur l'énergie des trous $E_t = - (E - E_f)$. (Le zéro d'énergie n'a plus d'importance ici, contrairement à (4))

$$f_t(E_t) = 1 - f(E) = 1 - \frac{1}{1 + e^{\beta(E - E_f)}} = \frac{e^{\beta(E - E_f)}}{1 + e^{\beta(E - E_f)}} = \frac{1}{1 + e^{\beta(E_t - E_f)}} \quad (9)$$

Le niveau de Fermi E_f est défini par la condition que le nombre d'électrons dans la bande de conduction soit égal au nombre de trous dans la bande de valence ou en d'autres termes que le nombre d'états vides dans la bande de valence soit égal au nombre d'états occupés dans la bande de conduction. Ceci impose qu'il se trouve vers le milieu de la bande interdite, comme on le vérifiera plus loin.

Nous pouvons maintenant définir les deux quantités importantes pour la conduction, la densité d'électrons n dans la bande de conduction et la densité de trous p dans la bande de valence :

$$n = \int_{bc} \rho_c(E) f(E) dE \quad \text{et} \quad p = \int_{bv} \rho_v(E) f_t(E) dE \quad (10)$$

Avec les semiconducteurs que nous considérons, on a toujours $E_g > kT$ et par conséquent $f(E) \approx \exp(- (E - E_f)/kT)$. On peut donc écrire :

$$n = \int_{bc} \rho_c(E) \exp\left(-\frac{E - E_f}{kT}\right) dE = \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right) \int_{bc} \rho_c(E) \exp\left(-\frac{E - E_c}{kT}\right) dE = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right) \quad (11)$$

où on a défini la densité effective d'états N_c . Une relation analogue peut être écrite pour les trous et définit la densité d'états effective de bande de valence N_v . Bien que N_c et N_v dépendent de la température, c'est le facteur exponentiel qui est dominant et on retiendra :

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right) \quad \text{et} \quad p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_f}{kT}\right) \quad (12)$$

On vérifie que la condition $n = p$ permet de calculer le niveau de Fermi et on vérifie qu'il se trouve proche du milieu de la bande interdite :

$$E_f = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{kT}{2} \text{Log} \frac{N_c}{N_v} \approx \frac{1}{2} (E_c + E_v) \tag{13}$$

Enfin, on définit la densité de porteurs intrinsèques, $n_i = n = p$ et elle vérifie la relation importante :

$$n_i^2 = np = N_c N_v \exp - (E_g/kT) \tag{14}$$

Cette égalité traduit une loi d'action de masse, c'est à dire un équilibre "chimique" de la réaction : électron + trou $\leftrightarrow E_g$. Elle peut être démontrée de façon très générale en écrivant que l'équilibre thermique implique l'égalité entre recombinaison et génération thermique. (Cf 2.3.3)

Silicium à 310°K : $N_c = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_v = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
 $E_g = 1,1 \text{ eV}$ d'où $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

2.2.2 Semiconducteurs dopés.

Une propriété caractéristique des semiconducteurs est leur très grande sensibilité aux impuretés. Ceci peut être relié au fait que la densité de porteurs intrinsèques est extrêmement faible. En effet, il y a un porteur pour 10^{12} atomes dans le silicium à 300°K. La présence d'impuretés, même à l'état de trace, c'est à dire au niveau du ppm (partie par million), correspond à des concentrations atomiques de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} . Si ces impuretés ont une action sur les porteurs, en les piégeant par exemple, on comprend qu'elles puissent facilement réduire fortement la concentration de porteurs libres.

On peut classer les impuretés en plusieurs groupes en fonction de leur action sur les porteurs :

-Les dopants : -Donneurs (dans le cas de Si : éléments de la colonne V, tels le phosphore et l'arsenic)

-Accepteurs (dans le cas de Si : éléments de la colonne III, tel le Bore)

-Les pièges : ce sont toutes les impuretés qui donnent des états dans la bande interdite. S'ils sont profonds, c'est à dire proches du centre de la bande interdite, on verra qu'ils sont des centres de recombinaison, (l'or par exemple dans Si).

Par ailleurs, les défauts cristallins, dislocations ou autres, jouent également un rôle important, soit directement en introduisant des états supplémentaires ou indirectement par le fait qu'ils sont souvent associés à des impuretés qu'ils ont piégées au cours de l'élaboration du matériau.

On verra sur le cas du dopage comment on peut positionner les niveaux d'énergie dûs à ces états sur les diagrammes de bande. La figure 9 donne la position et le rôle des états dans la bande interdite dûs à différents éléments pour Ge, Si et GaAs.

2.2.3 Le dopage par le Phosphore dans le Silicium

Le phosphore a la configuration électronique $3s^2p^3$ au lieu de $3s^2p^2$ pour le silicium. Il peut être introduit dans le réseau et simuler un atome de silicium en saturant les quatre liaisons avec ses voisins. L'électron restant forme un atome hydrogénoïde avec le noyau de Phosphore et son énergie de liaison peut être calculée par la formule de Bohr, mais en utilisant l'indice diélectrique du silicium et la masse effective de l'électron, soit :

$$E_D = \frac{1}{2} \frac{m^*}{m} E_H \quad \text{où} \quad E_H = \frac{m q^4}{8 \epsilon_0 h^2} = 13,6 \text{ eV} \tag{15}$$

Dans le silicium, ϵ est environ 11,7 et E_D vaut environ 50 meV. On peut positionner le niveau d'énergie correspondant sur le diagramme d'énergie, à 50 meV sous la bande de conduction. A 300°K, la probabilité d'occupation d'un tel niveau est très faible et il "donne" donc son électron à la bande de conduction. On prévoit ainsi que $n \approx N_D$, N_D étant la densité d'atomes donneurs. Le niveau de Fermi doit se déplacer pour rendre compte de cette nouvelle situation. Comme le noyau du phosphore porte une charge positive supplémentaire, la condition de neutralité électrique s'écrit maintenant : $n = N_D + p$. Or tant que $N_D \ll N_c$ la relation (12) doit continuer à être vérifiée et implique donc que :

$$E_f = E_c - kT \text{Log} \left(\frac{N_c}{N_D} \right) \tag{16}$$

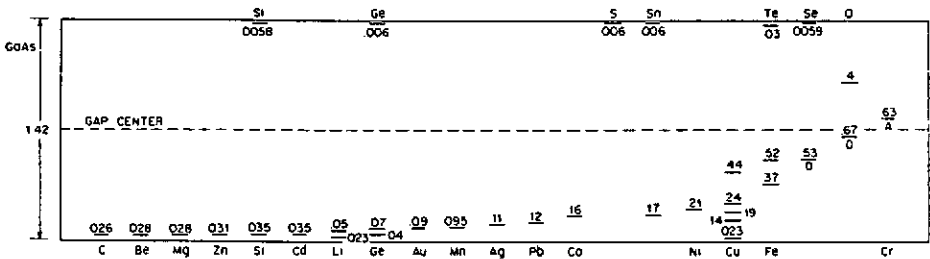
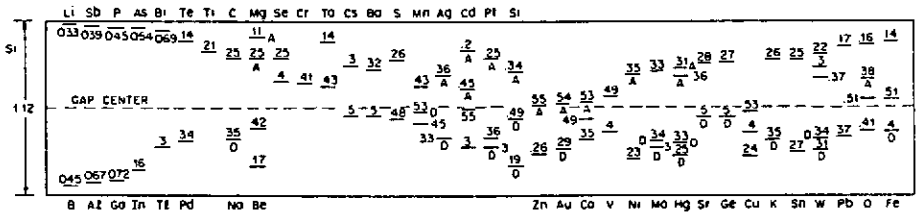
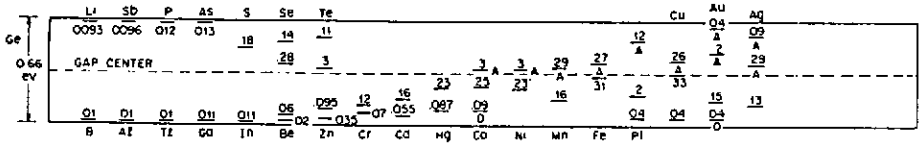


Figure 9 : états dans la bande interdite dus aux différentes impuretés dans le Germanium, le Silicium et l'arséniure de Gallium (D'après /9/)

Le niveau de Fermi se déplace donc vers la bande de conduction. La relation (14) reste également valable et entraîne $p = n_i^2 / n \approx n_i^2 / N_D$. Pour les taux de dopage usuels (de 10^{12} à 10^{18} cm^{-3}) et à température inférieure ou de l'ordre de $300^\circ K$ on a donc $N_D \gg n_i$ et par conséquent $p \ll n_i$. Le dopage a donc deux effets : il augmente la quantité de porteurs *majoritaires* (les électrons dans le cas présent) et diminue la quantité de porteurs *minoritaires*.

On peut tenir un raisonnement analogue pour le dopage par le bore qui introduit des centres négatifs B⁻, un excès de trous et réduit la quantité d'électrons. En conclusion, on dispose avec les dopages de deux types de matériaux, de type n ou de type p, qui conduisent, les premiers par électrons et les seconds par trous. Le matériau intrinsèque sera aussi appelé de type i. On note n⁺ ou p⁺ les matériaux très dopés, et de même n⁻ ou p⁻, ou encore σ ou π , les matériaux peu dopés. La figure 10 indique comment évolue la densité de majoritaires dans du silicium dopé avec $10^{16} cm^{-3}$ atomes de Phosphore.

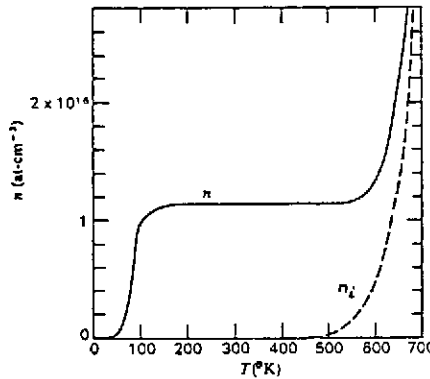


Figure 10 : Concentration en électrons dans du silicium dopé n en fonction de la température (d'après GROVE /10/)

Toute la physique des dispositifs semiconducteurs découle de ces conclusions. Il est utile de remarquer que le dopage n'est effectif que dans une certaine plage de température autour de la température ordinaire. À basse température (au dessous de 100°K), beaucoup de dispositifs usuels ne fonctionnent plus! (ce qui ne veut pas dire évidemment que les semiconducteurs ne sont plus utilisables, mais simplement que les approximations standards ne s'appliquent pas). Dans ce qui suit, et sauf mention contraire on supposera toujours que la température est dans la plage 200-500°K pour le silicium.

2.3 Les semiconducteurs homogènes hors équilibre thermodynamique.

Pour aller plus avant, et traiter notamment les conditions hors d'équilibre thermodynamique qui nous intéressent, il faudrait aborder la mécanique statistique des électrons et des trous. On sait que sous certaines conditions qui seront toujours vérifiées ici, on peut obtenir une description correcte par l'équation de Boltzman où n'interviennent que la fonction de distribution à une particule (la densité dans l'espace des phases) et les sections efficaces des processus élémentaires, le caractère quantique des quasi-particules étant entièrement décrit par le principe d'exclusion de Pauli et un calcul quantique des sections efficaces. En pratique, on utilise un ensemble d'approximations qui permettent de traiter les densités de porteurs en fonction des seules variables d'espace et de temps. Elles correspondent à ce que l'on appelle le régime de diffusion. Les hypothèses de base sont les suivantes : les porteurs se comportent comme un gaz de particules libres en équilibre thermique local avec le réseau. Ils diffusent en permanence avec les phonons du réseau ainsi qu'avec les impuretés et les défauts. Le temps moyen entre collisions τ_c est très court (très inférieur à la picoseconde). L'équilibre thermique impose que : $1/2 m^* v^2 \approx 3/2 kT$ ce qui définit la vitesse thermique, de l'ordre de 10^7 cm/s. Le libre parcours moyen de collision $\lambda_c = v \tau_c$ est donc très inférieur à 1000Å (ou 100 nm) et sera toujours considéré comme petit devant les dimensions considérées.

2.3.1 Mobilité

En présence d'un champ électrique E , les porteurs sont accélérés sur un libre parcours moyen et perdent la mémoire à la première collision. Dans ces conditions leur vitesse moyenne est égale à la moyenne de la vitesse acquise pendant un libre parcours moyen soit : $|v| = (q/m^*) E \tau_c$. On définit la mobilité comme le rapport de la vitesse moyenne par le champ soit :

$$|v| = \mu E \quad \text{et} \quad \mu = q (\tau_c / m^*) \tag{17}$$

En fait, ce régime de mobilité n'est observé que pour des champs inférieurs à 10^4 V/cm. Au delà, la croissance de la vitesse avec le champ est limitée notamment par les collisions inélastiques et sature vers 10^7 c/s. La figure 11 montre la relation entre vitesse et champ pour le silicium.

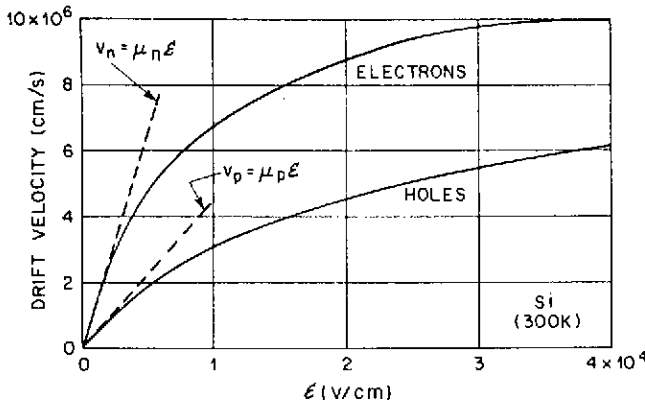


Figure 11 : relation entre vitesse de dérive et champ électrique dans le silicium (d'après GROVE /10/)

La mobilité dépend de la concentration en impuretés et de la température. Elle est limitée à basse température par les impuretés et à haute température par les phonons comme l'indique la figure 12(a). Pour le silicium à température ordinaire on retiendra les valeurs typiques pour un matériau peu dopé :

$$\mu_e = 1500 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1} \quad \text{et} \quad \mu_h = 450 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$$

La mobilité est évidemment un facteur de qualité important des matériaux semiconducteurs dans beaucoup d'applications. On sait qu'une partie de l'intérêt suscité par l'Arséniure de Gallium pour les composants électroniques tient à ses mobilités élevées. (Figure 12(b)). Il existe une très large gamme de mobilités, ainsi celle de InSb est de l'ordre de 100 fois celle du silicium. Par contre d'autres matériaux comme les amorphes ou la plupart des composés organiques ont des mobilités faibles, de l'ordre ou bien inférieures à $1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Ils ne sont pas pour autant inutilisables pour les détecteurs, mais exigent des champs électriques plus élevés pour conserver des temps de dérive raisonnables.

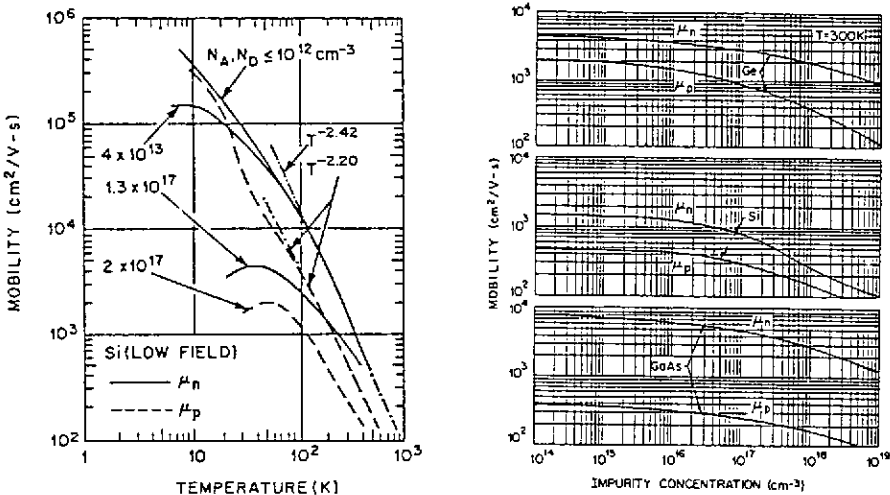


Figure 12 : (a) mobilité en fonction de la température dans le silicium
(b) mobilités à 300°K dans Si, Ge et GaAs (d'après Sze /9/)

2.3.2 Conductivité

Le courant électrique dans un semiconducteur est la somme des contributions du courant des électrons et du courant des trous, soit :

$$\vec{j} = -q n \vec{v}_e + q p \vec{v}_h = -q n (-\mu_e \vec{E}) + q p \mu_h \vec{E}$$

$$\vec{j} = q (\mu_e n + \mu_h p) \vec{E} \tag{18}$$

Le terme entre parenthèses est par définition la conductivité et apparait donc comme la somme des conductivités des électrons et de celle des trous. La résistivité est l'inverse de la conductivité soit :

$$\sigma = q (\mu_n n + \mu_p p) \text{ et } \rho = 1/\sigma \tag{19}$$

(et utilise indifféremment les indices n et p plutôt que e et h pour les mobilités).

La figure 13 montre comment varient les résistivités de silicium dopés p ou n en fonction du taux de dopage. Les matériaux utilisés dans les détecteurs correspondent aux taux de dopages inférieurs à 10^{14} cm^{-3} . La résistivité du silicium intrinsèque est d'environ $150\,000 \Omega \text{ cm}^{-1}$, mais les plus hautes résistivités réalisables sont limitées par les taux d'impuretés résiduels : un dopage au Bore à 10^{12} cm^{-3} correspond à 1 atome par 10^{10} atomes de silicium, bien en deçà de ce que l'on sait mesurer.

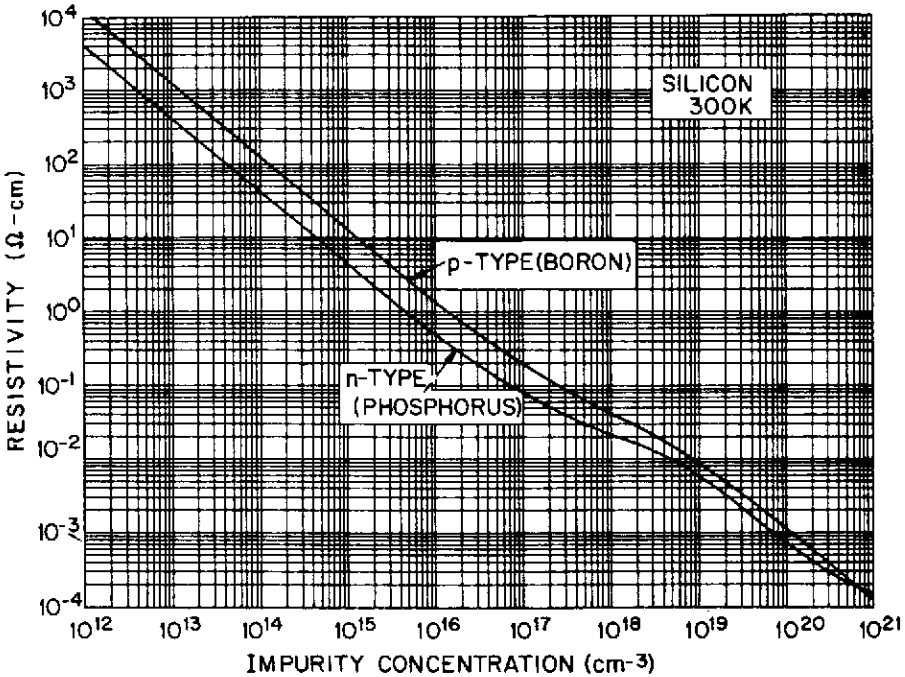


Figure 13 : Variation de la résistivité en fonction du taux d'impuretés dans le silicium à 300°K.

2.3.3 Durée de vie et temps de relaxation

Comme nous l'avons déjà indiqué, à l'équilibre thermique, la densité d'électrons dans la bande de conduction résulte du bilan entre deux processus : la génération thermique de paires électron-trou par les excitations thermiques du réseau (les phonons) et la recombinaison d'un électron et d'un trou. Quels que soient les mécanismes élémentaires de recombinaison et leur probabilité, l'équilibre thermique implique

l'égalité des taux de génération G et de recombinaison R . Les densités de porteurs ne dépendent que des densités d'états et du facteur de Fermi. C'est le principe de la balance détaillée qui explique la compatibilité entre les deux points de vue thermodynamique et microscopique. Hors équilibre, par contre, il faut connaître les probabilités des différents processus pour établir la cinétique des densités de porteurs. Si l'on modifie les densités de porteurs à l'équilibre, soit en injectant des porteurs excédentaires (par des électrodes), soit en générant des paires électron-trou en excès par de la lumière ou par des particules ionisantes, on s'attend à ce que le milieu retourne dans ses conditions d'équilibre dès que l'excitation est interrompue. Dans un milieu homogène, les variables d'espace n'interviennent pas et on peut écrire une équation d'évolution décrivant ce retour à l'équilibre :

$$\frac{\partial p(t)}{\partial t} = G(n(t), p(t), t) - R(n(t), p(t), t) \quad (20)$$

(avec une équation similaire pour les électrons)

Dans un matériau dopé, et toujours pour de petites perturbations, seul l'excédent de porteurs minoritaires doit contribuer. Ainsi dans un matériau de type n , si l'on génère un excédent de paires tel que $\Delta p \ll p$, alors Δn doit être négligeable devant n , puisque $n \gg p$. Si l'on suppose que la perturbation n'écarte pas trop le système de l'équilibre, on prévoit que le système retourne à l'équilibre avec un temps de relaxation τ_r caractéristique. Autrement dit on prévoit que l'équation (20) est équivalente à :

$$\frac{\partial p(t)}{\partial t} = \frac{\partial \Delta p(t)}{\partial t} = -\frac{\Delta p(t)}{\tau_r} \quad (21)$$

ce qui est une façon de définir τ_r .

Mais on peut aussi tenter d'explicitier les taux G et R en examinant en détail les processus élémentaires qui contribuent au bilan. Deux cas différents sont à examiner : dans les matériaux à transition directe (comme GaAs), la recombinaison radiative est rapide. On peut calculer la probabilité de recombinaison radiative par unité de temps, ou son inverse, la durée de vie τ_{rad} , pour un porteur minoritaire excédentaire créé dans le matériau. Le calcul conduit pour les composés à transition directe à τ_{rad} de l'ordre de la microseconde. Dans le cas des matériaux à transition indirecte comme le silicium, on trouve une durée de vie de 4,6 h. (Voir par exemple /7/). C'est alors la recombinaison par les états de piège dans la bande interdite qui est le mécanisme dominant et on démontre que seuls les états profonds y contribuent. En effet, pour un état proche de la bande de conduction, la probabilité qu'un électron piégé soit réémis thermiquement est plus grande que la probabilité de capturer un trou (recombinaison). On montre aussi que pour un état profond, tout minoritaire capturé est presque sûrement recombinaison. On en conclut que le système évolue selon l'équation (21) et que la durée de vie associée à la capture par un état profond, qui se confond alors avec le temps de relaxation, est :

$$\tau_c = \frac{1}{N_c \sigma_c v_t} \quad (22)$$

où N_c désigne le nombre de centres profonds et σ_c leur section efficace.

Plus précisément, on peut expliciter $U = R - G$ pour un piège en milieu de bande /10/. En supposant pour simplifier que les sections efficaces de capture sont voisines pour les électrons et les trous, on trouve, dans un matériau de type n :

$$U = N_c \sigma_c v_t \frac{(np - n_i^2)}{n} \quad (23)$$

On vérifie que l'on retrouve (22) à la limite d'un faible excédent de minoritaires. On retrouve aussi la loi d'action de masse (14), puisqu'à l'équilibre $U = 0$.

Les défauts jouent également un rôle important et la durée de vie observée est $\tau^{-1}(\text{total}) = \tau^{-1}(\text{centres profonds}) + \tau^{-1}(\text{défauts})$. Dans le silicium, de "qualité électronique", on observe couramment des valeurs de l'ordre des centaines de μs /11/. Elles sont très variables en fonction du traitement (du "process") subi par le matériau, car celui-ci agit sur la densité de défauts cristallins, modifie leur association avec des impuretés et fait diffuser les impuretés. La figure 14 montre les résultats de travaux récents /12/ sur l'amélioration de la durée de vie du silicium destiné aux photopiles solaires, pour lesquelles ce paramètre est important. On voit que des durées de vie de l'ordre de la dizaine de

millisecondes ont été atteintes. Dans les détecteurs silicium récents destinés aux hautes énergies la milliseconde est couramment obtenue./13-14/

Toutes ces considérations ne s'appliquent pas automatiquement aux situations très loin de l'équilibre, où on doit alors calculer explicitement, lorsque c'est possible, la contribution de tous les phénomènes élémentaires. En conclusion, la durée de vie qui a été définie ici est "la durée de vie de porteurs minoritaires excédentaires dans un matériau au voisinage de l'équilibre". Ce n'est ni une caractéristique des quasi-particules, électrons ou trous, ni même une caractéristique du matériau si celui-ci est très loin de l'équilibre. Néanmoins et faute de mieux τ est souvent utilisée comme telle. Enfin, dans les dispositifs ou les couches minces, la recombinaison superficielle, c'est à dire celle qui liée aux états d'interface, est souvent prédominante sur la recombinaison en volume /10/.

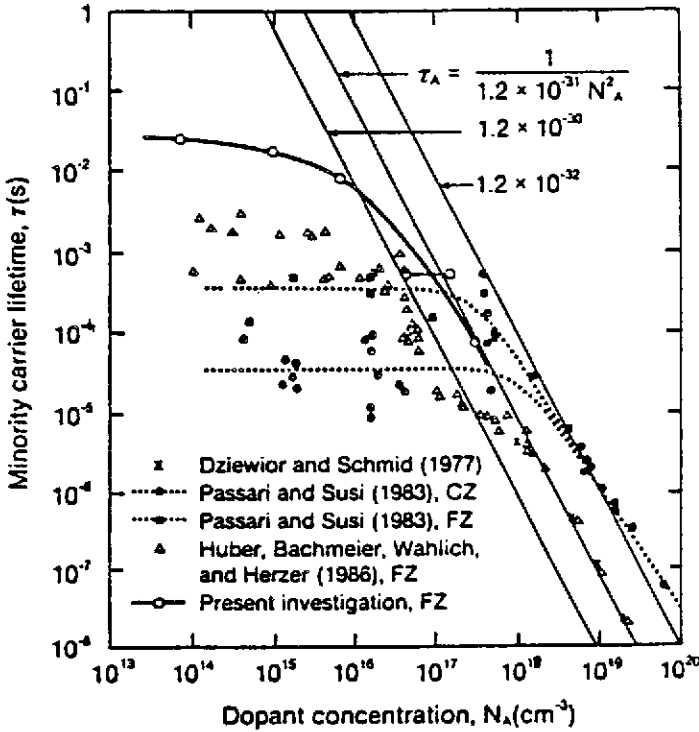


Figure 14 : Durée de vie des minoritaires dans le silicium en fonction de la concentration dans différents matériaux de type p. (A forts dopages, une partie des données est compatible avec une relation en N_A^{-2} indiquant la présence de recombinaison Auger) /12/

2.3.4 Equations de diffusion.

En présence d'un champ électrique, ou lorsque des conditions aux limites sont imposées à un matériau semiconducteur, même homogène, les densités de porteurs deviennent dépendantes des variables d'espace. On peut encore écrire des équations de bilan, qui généralisent (20). On doit alors inclure dans le bilan la contribution due au déplacement des porteurs, c'est à dire la divergence de leur courant, et pour être général, inclure éventuellement le taux de génération de paires électron-trou $g(r,t)$ dû aux causes extérieures (lumière, particules ionisantes). Pour des électrons par exemple :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \text{Div } \vec{J}(\vec{r}, t) + G(n, p, t) - R(n, p, t) + g(\vec{r}, t) \tag{23}$$

Le courant ou flux J est la somme d'un courant de diffusion, et d'un courant d'entraînement par le champ. Le premier est donné par la loi de Fick et le second est simplement le courant électrique divisé par la charge q :

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = -D \overrightarrow{\text{Grad}} \left(n(\vec{r}, t) \right) + n(\vec{r}, t) \mu_n \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (24)$$

Le coefficient de diffusion D est relié à la mobilité (relation d'Einstein) : $D = \mu kT / q$
 En se plaçant dans les mêmes hypothèses que pour l'équation (21), on aboutit à l'équation dite "de diffusion" qui sert de base à un grand nombre de modélisations numériques de dispositifs électroniques :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = D \Delta n(\vec{r}, t) - \text{Div} \left(n(\vec{r}, t) \mu_n \vec{E}(\vec{r}, t) \right) - \frac{n(\vec{r}, t) - n_0}{\tau_r} + g(\vec{r}, t)$$

(où n_0 désigne la densité à l'équilibre) (25)

On peut écrire une équation similaire pour les trous. De plus, on doit ajouter à ce système l'équation de Poisson reliant le champ électrique aux densités de charges dues aux électrons, aux trous, aux donneurs ionisés et aux accepteurs ionisés :

$$\text{Div} \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \left(p(\vec{r}, t) - n(\vec{r}, t) - N_A(\vec{r}) + N_D(\vec{r}) \right) \quad (26)$$

Il est essentiel de remarquer que ce système d'équations n'est pas linéaire : en effet le terme de courant électrique de chaque équation de diffusion est proportionnel au produit de la densité de porteurs par le champ électrique qui lui-même est donné par une intégrale de la densité de charges. La résolution numérique d'un tel système n'est pas triviale même à une dimension, mais de très nombreux algorithmes ont été développés et des programmes existent qui traitent au moins les dispositifs usuels de la microélectronique.

2.3.5 Longueur de diffusion et longueur de Debye.

Une grandeur caractéristique de la diffusion est la "longueur de diffusion". On voit sur l'équation (25), qu'en régime stationnaire et en l'absence de champ électrique, le seul paramètre qui intervient est le produit $D \tau$ qui a la dimension du carré d'une longueur. On pose donc $L_d^2 = D \tau$. On peut interpréter L_d comme la distance moyenne que franchit un porteur entre l'instant où il est généré et l'instant où il est recombiné.

Une autre longueur caractéristique est la longueur de Debye. Elle s'introduit dès que l'on tente de réaliser une distribution de porteurs stationnaire et non uniforme, par exemple en imposant une condition aux limites qui fixe n ou p à une valeur différente de leur valeur à l'équilibre. Considérons le cas où les densités de porteurs sont petites devant les densités de dopants. C'est ce que nous appellerons par la suite un matériau déserté (Cf §3.2). En insérant le champ exprimé comme intégrale des charges fixes (26), en reportant dans l'équation de diffusion (24), et enfin en négligeant la recombinaison, on peut voir que l'équation ne dépend plus que d'un seul paramètre qui est le carré d'une longueur, ce qui amène à définir la longueur de Debye :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 kT}{q^2 N_{\text{dop}}}} \quad (26\text{bis})$$

où N_{dop} désigne indifféremment N_A ou N_D .

3. PRINCIPES ET FORMATION DES JONCTIONS p - n

Revenons sur le modèle simple de détecteur proposé en introduction, Figure 1. Il est clair, d'après (19), que pour un matériau donné, donc pour une mobilité donnée, on obtiendra le courant de fuite minimum en prenant le matériau le plus intrinsèque possible. Il existe cependant des limites technologiques à la pureté résiduelle que l'on sait d'obtenir. D'autre part, on doit s'interroger sur ce qui se passe aux interfaces avec le métal lorsqu'on applique une polarisation. On peut imaginer deux réponses : 1/ le semiconducteur se vide de ses porteurs libres, les électrons partant vers une électrode et les trous vers l'autre ou bien 2/ le métal, qui est un réservoir pratiquement infini d'électrons, remplit le semiconducteur et génère ainsi un courant de fuite très supérieur à celui que l'on évaluerait à partir de la résistivité du matériau. Les deux phénomènes, de "désertion" pour le premier et "d'injection" pour le second, sont toujours simultanément présents, et l'on cherche évidemment à favoriser le premier. Il faut donc étudier les jonctions métal-semiconducteur. Nous commencerons cependant par examiner les jonctions entre deux semiconducteurs dopés l'un de type n l'autre de type p pour éclairer un mécanisme important : la formation de zones de charge d'espace, c'est à dire de zones où règne un champ électrique, à l'interface entre deux matériaux.

3.1 La jonction p-n (homojonction) à l'équilibre

Considérons deux tranches isolées d'un même semiconducteur, l'une dopée n et l'autre dopée p. (Figure 15) Pour représenter leurs bandes sur une même échelle, on peut choisir comme référence le niveau du vide, c'est à dire l'énergie qu'aurait un électron d'énergie cinétique nulle, à l'extérieur du matériau. Les bandes de conduction sont alors alignées de part et d'autre, ainsi que les bandes de valence, mais les niveaux de Fermi sont différents. Si l'on réalise un contact en rapprochant les deux tranches, on s'attend à une mise en équilibre thermodynamique, c'est à dire à une égalisation des niveaux de Fermi. Celle-ci ne peut se produire que par diffusion des porteurs mobiles allant des zones à forte densité vers les zones à faible densité. Ce déplacement s'effectue de la zone n vers la zone p pour les électrons et dans le sens opposé pour les trous. Il en résulte que le matériau n se charge positivement au voisinage de l'interface et que le matériau de type p se charge négativement. Un champ électrique s'établit donc à travers l'interface qui tend à s'opposer au déplacement des porteurs par diffusion, si bien qu'un équilibre finit par s'établir. C'est l'énergie potentielle électrique, $-q V(x)$, liée à ce champ qui explique que le niveau du vide soit maintenant plus élevé du côté p, et qui explique de même la courbure des bandes de conduction et de valence. (On se rappelle qu'en tout point de ces diagrammes d'énergie, on représente l'énergie des électrons. Elle est la somme de leur énergie de liaison, qui ne dépend que du niveau quantique occupé et de l'énergie potentielle électrique, Cf §3.10). Il reste à calculer comment se distribuent les porteurs, une fois l'équilibre atteint, pour évaluer le potentiel $V(x)$. Réciproquement, si l'on connaît $V(x)$, on peut calculer en tout point les densités de porteurs, puisqu'à l'équilibre thermique on doit avoir d'après (12) :

$$n(x) = N_c \exp \left(-\frac{E_c(x) - E_f}{k T} \right) \quad \text{et} \quad p(x) = N_v \exp \left(\frac{E_v(x) - E_f}{k T} \right) \quad (27)$$

3.2 L'approximation de la jonction abrupte désertée

La résolution analytique des équations (24-26) n'est pas possible, même dans ce cas simple, et on utilise une approximation due à Shockley et qui est bien confirmée par l'analyse numérique /16/. On suppose qu'il existe de chaque côté de l'interface une zone "désertée" par les porteurs majoritaires, c'est à dire que l'on passe soudainement des densités d'équilibre à des densités beaucoup plus faibles. Le potentiel électrique s'obtient en résolvant l'équation de Poisson avec les seules charges présentes, c'est à dire les charges fixes dues aux atomes dopants ionisés. Ceux-ci étant uniformément distribués, on aboutit au schéma de la Figure 15 et au système :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V(x)}{dx^2} &= - \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} N_D & \text{pour } -w_n < x < 0 \\ \frac{d^2 V(x)}{dx^2} &= + \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} N_A & \text{pour } 0 < x < w_p \end{aligned} \quad (28)$$

Le champ électrique est donc une fonction linéaire des variables d'espace et le potentiel une fonction quadratique. Compte tenu de la continuité de $V(x)$ aux interfaces, et choisissant $V(-\infty) = 0$, on obtient :

$$\begin{aligned}
 V(x) &= - \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} N_D (x + w_n)^2 && \text{pour } -w_n < x < 0 \\
 V(x) &= + \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} (N_A x^2 - 2 N_D w_n x - N_D w_n^2) && \text{pour } 0 < x < w_p
 \end{aligned}
 \tag{29}$$

On détermine les largeurs de zone désertée w_n et w_p en appliquant les deux conditions :
 - $w_n N_D = w_p N_A$ qui exprime la neutralité électrique globale.
 - et d'après la figure, $-q V(+\infty) = E_{Fn} - E_{Fp} = q V_B$,

soit :

$$w = w_n + w_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon\epsilon_0 V_B (N_A + N_D)}{q N_A N_D}}
 \tag{30}$$

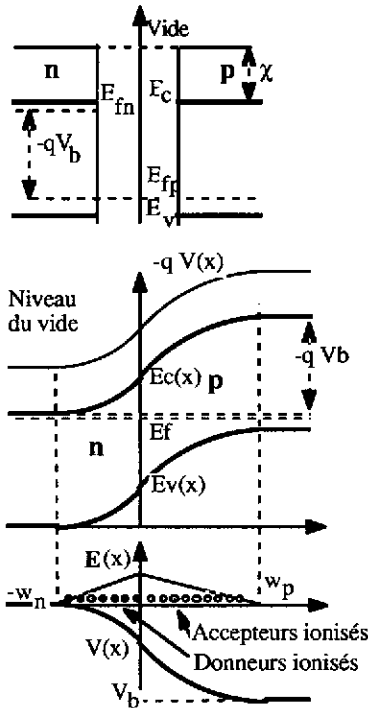


Figure 15 : Formation d'une jonction p-n

Remarque : limitations du modèle.

Le modèle n'est pas auto-cohérent mais si l'on applique les formules (27) pour calculer les densités de majoritaires, on vérifie qu'elles décroissent très vite dans les zones désertées. (On se rappellera voir §3.10 que $E_c(x) = E_c(-\infty) - q V(x)$ et de même pour E_v). On remarque également que la diffusion a été, en apparence, supprimée du modèle. Or on peut toujours considérer la situation d'équilibre comme un cas particulier où, pour chaque type de porteurs, le courant de diffusion équilibre exactement le courant électrique. Qu'en est-il dans le modèle précédent? On peut vérifier en écrivant les deux courants que cette condition est automatiquement vérifiée, quel que soit le potentiel $V(x)$, dès lors que la densité de porteurs est définie par la relation (27) et que D vérifie la relation d'Einstein $D = \mu kT / q$. La figure 16a résume ces différentes conclusions. Finalement, l'hypothèse la plus forte est que les densités de porteurs

sont négligeables dans l'équation de Poisson, devant les densités d'impuretés ionisées. Ceci ne saurait être vrai en tout point, mais doit l'être en moyenne. Cette hypothèse s'applique bien pour les jonctions désertées et nous utiliserons donc ce modèle, hors équilibre, en polarisation inverse. Par contre, nous verrons plusieurs situations où on prendra explicitement en compte la densité de charge des porteurs : les milieux intrinsèques et les jonctions MOS.

3.3 Jonctions p-n polarisées en inverse

Cette situation correspond au cas où les porteurs majoritaires sont extraits de la jonction, contribuant à augmenter la zone désertée. On a alors $V(+\infty) = E_{fn} - E_{fp} + V_{ext}$, où V_{ext} est le potentiel appliqué. La zone désertée de la jonction p-n devient :

$$w = w_n + w_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 (V_B + V_{ext}) (N_A + N_D)}{q N_A N_D}} \tag{31}$$

Ceci constitue la formule centrale des détecteurs à jonction. Elle montre que la zone désertée croît avec la racine carrée du potentiel appliqué (en général $V_{ext} \gg V_B$) et l'inverse de la racine carrée du taux de dopage. Il faut remarquer cependant que le système n'est plus à l'équilibre thermique, on ne peut donc plus calculer les densités de porteurs par les formules (27), pas plus qu'on ne peut leur appliquer la loi d'action de masse. On peut résoudre numériquement les équations (25-26) à une dimension et en tenant compte du fait que les densités de dopage sont des fonctions de x . La figure 16b indique l'allure des densités de porteurs.

La densité de courant inverse est un paramètre essentiel pour les détecteurs. L'équation de Shockley pour la diode idéale est : $I = I_0 (\exp(qV/kT) - 1)$. Elle prévoit donc un courant inverse qui tend vers une valeur $-I_0$ (ou courant de saturation) indépendante de la polarisation. Une analyse plus détaillée montre qu'on attend deux contributions. Le courant inverse "de diffusion" est dû aux porteurs minoritaires issus des zones neutres qui atteignent par diffusion les zones de charge d'espace et sont alors balayés par le champ électrique. On peut calculer à partir des équations de diffusion (/9/ p87) que cette contribution vaut :

$$I_{diff} = q \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + q \frac{D_n n_{p0}}{L_n} = q \frac{L_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D} + q \frac{L_n}{\tau_n} \frac{n_i^2}{N_A} \tag{32}$$

(p_{n0} et n_{p0} désignent respectivement les densités de minoritaires, à l'équilibre, dans les matériaux de type n et p.) On peut l'interpréter en disant que tous les porteurs minoritaires situés à une longueur de diffusion de la zone de charge d'espace sont balayés en un temps égal à leur durée de vie. Une deuxième contribution est due à la génération thermique dans la zone de charge d'espace. On peut l'estimer en admettant que le taux de génération garde la même valeur qu'à l'équilibre thermique et que toutes les paires électron-trou générées sont balayées par le champ. Or le taux de génération à l'équilibre G est égal au taux de recombinaison R et celui-ci est relié à la durée de vie : $R = q n_i / \tau$; le courant correspondant serait donc : $I_g = q n_i w / \tau$. Une analyse plus fine (/10/ Chap 6, §6) montre que lorsque la recombinaison se fait sur un piège situé en milieu de bande interdite, on trouve :

$$I_g = q n_i w / 2\tau \tag{33}$$

Alors que le courant de diffusion est indépendant de la polarisation, le courant de génération (33) en dépend à travers w . Il croît donc comme \sqrt{V} et il est généralement dominant dans les jonctions épaisses désertées. On remarque que le courant de diffusion est plus petit avec des jonctions très dopées (la densité de minoritaires y est plus faible), alors que le courant de génération est contrôlé par la durée de vie. Les bons matériaux pour détecteurs, dont nous avons vu qu'ils devaient être quasi-intrinsèques, doivent aussi avoir des durées de vie aussi grandes que possibles. Dans le silicium, on sait obtenir couramment un courant inverse de l'ordre de 15 nA/cm^2 pour une épaisseur déplétée de $100\mu\text{m}$ correspondant à $\tau \approx 1\text{ms}$. (Voir /14/ pour une discussion détaillée)

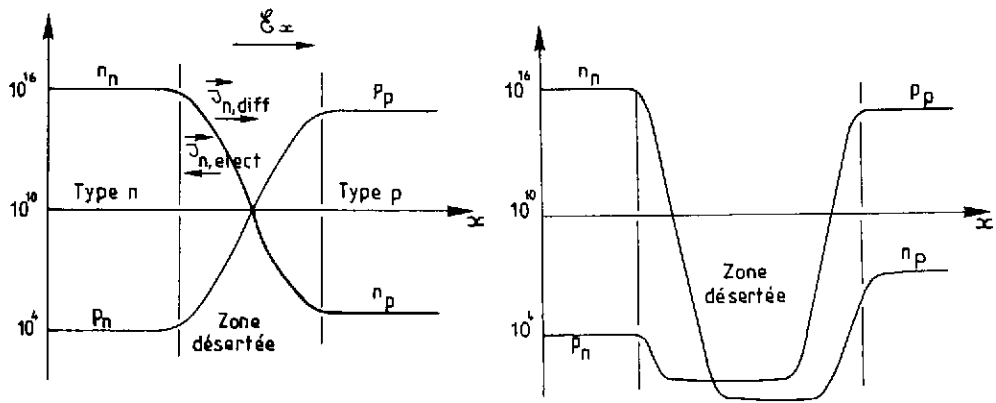


Figure 16 : Densités de porteurs a/ dans une jonction p-n à l'équilibre
 b/ dans une jonction p-n en polarisation inverse

3.4 Détecteurs à jonctions implantées ou diffusées.

Pour réaliser ces détecteurs, on part d'une plaquette (ou wafer), c'est-à-dire une tranche sciée dans un lingot uniformément dopé que nous supposons ici être du silicium de type p faiblement dopé. On réalise une jonction p-n en modifiant superficiellement le type de dopage. Ceci peut se faire en diffusant du phosphore à haute température dans un four à diffusion, ou encore par implantation ionique, c'est à dire en envoyant sur la plaquette des ions phosphore accélérés à quelques centaines de KeV. Dans les deux cas on obtient non une jonction abrupte, mais un profil de dopage, plus abrupt dans le cas de l'implantation que dans celui de la diffusion. Dans la couche superficielle, la concentration de phosphore est beaucoup plus élevée que celle de bore, qui peut être négligée, et on réalise donc ainsi une inversion du dopage. La couche dopée est dite n⁺ pour indiquer que le taux de dopage y est élevé. On obtient finalement une homojonction très dissymétrique et la zone de charge d'espace se développe essentiellement dans la couche p. D'après (31) et utilisant le fait que N_D » N_A, on trouve que la largeur de zone désertée totale w se confond pratiquement avec w_p, et :

$$w = w_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 (V_B + V_{ext})}{q N_A}} = \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 \mu_p V_{ext}} \tag{34}$$

Lorsqu'on augmente la polarisation, la zone désertée se développe à partir de l'interface n⁺-p et peut atteindre toute l'épaisseur du dispositif (jonction "complètement désertée"). Le champ est alors linéaire dans toute l'épaisseur (du fait de la distribution uniforme d'atomes de Bore ionisés B⁻) et le potentiel est quadratique. Pour du silicium dopé p avec N_A = 4 10¹² cm⁻³ de résistivité 3000 Ω cm, on trouve qu'il faut 380 V pour déserrer 350 μm (l'épaisseur d'une tranche commerciale).

3.5 Limitations de ce type de détecteur. Multiplication et avalanche.

On ne peut malheureusement pas augmenter l'épaisseur désertée indéfiniment simplement en augmentant la polarisation. En effet le champ électrique réalisable est limité à la valeur du champ de claquage ou champ critique E_{crit}. A champ élevé deux phénomènes sont susceptibles d'induire le claquage (Figure 17). D'une part, les porteurs peuvent acquérir assez d'énergie sur un libre parcours moyen λ

pour provoquer l'ionisation par choc du milieu, c'est à dire créer une paire électron-trou. Un ordre de grandeur pour le seuil de ce phénomène est $\lambda E_{crit} \geq E_g$. Un autre phénomène est le claquage Zener : à champ très élevé, la probabilité d'excitation, par effet tunnel, d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, (qui peut être soit spontanée, soit assistée par les phonons du milieu) devient grande. Le premier phénomène est dominant dans les matériaux très purs (très peu dopés). Dans du silicium de résistivité 100 Ωcm (matériau p dopé à 10^{14}cm^{-3}), E_{crit} est de l'ordre de 2 10^5V/cm , (/10/ §6.7). Il devient beaucoup plus élevé (2 10^6V/cm) pour du matériau très dopé. On calcule facilement que le champ maximum à l'interface n⁺-p est $E_{max} = q w N_A / \epsilon\epsilon_0$. La condition $E_{max} \leq E_{crit}$ fournit la largeur désertée maximum que l'on peut obtenir avec un matériau de résistivité donnée :

$$w \leq w_{max} = \epsilon\epsilon_0 E_{crit} / (q N_A) \tag{35}$$

Avec $N_A = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ dans le silicium on trouve $w \leq 120\mu\text{m}$. On note que la tension de claquage, $V_{max} = q w_{max}^2 N_A / 2\epsilon\epsilon_0 = \epsilon\epsilon_0 E_{crit}^2 / (2q N_A)$ ne dépend pas de l'épaisseur, c'est une caractéristique du matériau.

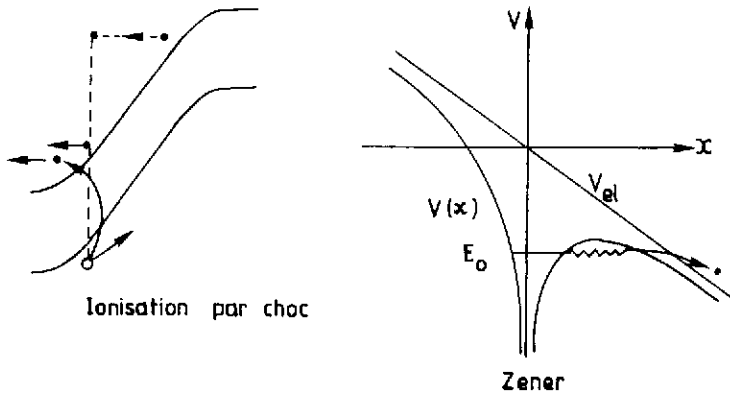


Figure 17 : Phénomènes induisant le claquage.

3.6 Matériaux compensés. Détecteurs "driftés" au lithium.

L'obtention de matériaux de très haute pureté est difficile et coûteuse. De plus, ces matériaux n'ont pas d'usage en électronique et ne sont donc pas commerciaux. Ils ne bénéficient pas de l'effet de production de masse qui a permis d'abaisser les coûts du silicium de qualité électronique.

En physique nucléaire, on utilise les détecteurs semiconducteurs pour mesurer l'énergie de particules assez lentes pour s'arrêter dans le détecteur. On a donc cherché à obtenir des épaisseurs désertées de l'ordre du cm. Même pour des épaisseurs plus réduites, on a souvent intérêt à réaliser un champ électrique constant plutôt que linéaire, ce dont on se rapproche en appliquant une polarisation supérieure à celle qui suffit à assurer la désertion complète, lorsque la condition (35) est vérifiée. Plusieurs techniques ont donc été développées pour permettre de diminuer le dopage résiduel des matériaux. La première consiste à "compenser" le matériau en introduisant volontairement un dopant de type opposé au dopant résiduel. On rapproche ainsi le niveau de Fermi du milieu de la bande interdite et on diminue également la densité de charge électrique par unité de volume dans le matériau déserté, cependant cette opération est difficile à réaliser par diffusion autrement que sur des épaisseurs très minces. Une technique originale /11/ utilise l'irradiation par des neutrons lents pour créer des atomes de Phosphore par capture neutronique par l'isotope naturel ^{30}Si (et simultanément détruire le Bore résiduel). Une autre technique de compensation, très ancienne (1960), repose sur la compensation au Lithium /17/. Du fait de la petite taille de l'ion Li^+ , celui-ci diffuse très facilement dans le Germanium et le Silicium à température ordinaire. Le Lithium a un comportement de donneur (Figure 9) et il est susceptible de se fixer sur les impuretés acceptrices résiduelles en les neutralisant. Ce processus permet une compensation exacte, car le lithium en excès diffuse dans le matériau. Des volumes désertés de plusieurs cm^3 sont réalisables par cette technique dont le seul inconvénient est qu'il faut maintenir en permanence les détecteurs Germanium ainsi "driftés", appelés détecteurs Ge(Li), à basse température (Azote liquide).

Dans le silicium, le stockage est possible à température ordinaire mais l'utilisation doit se faire à froid pour éviter d'entraîner les ions Li /18/

3.7 Les matériaux quasi-intrinsèques et les jonctions p - i - n

La difficulté d'obtention de matériaux très peu dopés varie selon la nature du matériau. En effet, elle dépend de la nature des impuretés dopantes et de l'efficacité des méthodes de purification chimique pour ces éléments particuliers. On sait depuis longtemps obtenir à l'état très résistif CdTe /60/ et plus récemment InP /57-58/. Le premier est intéressant comme matériau lourd à fort pouvoir d'arrêt pour les gammas et le second comme candidat pour la détection des neutrinos solaires (qui induisent une réaction β inverse sur l'indium). Ces matériaux ont une bande interdite supérieure à l'électron-Volt (1,29 eV pour InP et 1,45 eV pour CdTe) et les densités de porteurs à température ordinaire sont donc beaucoup plus faibles que dans le silicium ($2,6 \cdot 10^7$ pour InP et $1,5 \cdot 10^6$ pour CdTe), on peut donc envisager de les employer sans électrode bloquante et avec de simples contacts ohmiques.

Ceci nous amène à revenir sur le fonctionnement d'un détecteur en matériau intrinsèque. En principe, l'existence d'un champ électrique même faible, entraîne la désertion des porteurs et, puisque le matériau déserté est neutre, le champ ne peut être qu'uniforme. On doit cependant examiner plus soigneusement les interfaces où peuvent exister de forts gradients de porteurs. Considérons tout d'abord le cas de la Figure 1 où le semiconducteur est placé entre deux électrodes métalliques. A l'équilibre, le schéma de bandes a l'allure indiquée sur la Figure 18 et la formation de la zone de charge d'espace est due à la modification des densités des porteurs, puisqu'il n'y a pas de dopants. Le modèle de la jonction désertée ne s'applique donc plus. Il faut alors résoudre simultanément l'équation de Poisson et les équations (27), (la diffusion étant ici encore automatiquement prise en compte). On montre que la transition entre le métal et le semiconducteur est très brutale, et que la zone désertée s'étend dans tout le matériau ; la charge est localisée aux électrodes et la situation est similaire à celle d'une capacité avec un champ électrique constant dans tout le matériau. On retrouve bien dans ce cas la situation du détecteur idéal de la Figure 1, c'est à dire une chambre à ionisation à l'état solide, très analogue à un détecteur utilisant un gaz ou un liquide. Le courant de fuite est encore dû, d'une part à l'injection par dessus la barrière d'une part et d'autre part au courant de génération. L'injection sera étudiée au §4, elle est proportionnelle à $\exp(V_B/kT)$ (la hauteur de barrière V_B est égale ici à $E_g/2$) et indépendante de l'épaisseur. On montre que c'est le courant d'injection qui domine pour les matériaux comme le silicium et les épaisseurs inférieures au mm. Il suffit de passer à une bande interdite de 1,5eV pour que, toutes choses égales par ailleurs, ce courant soit réduit d'un facteur $\exp(0,4eV/kT) \approx 10^7$. C'est ce qui explique que le modèle naïf marche avec les matériaux comme CdTe ou même InP.

Avec des matériaux à petits gap comme le silicium, on diminue l'injection en utilisant une structure à électrodes bloquantes p-i-n dans laquelle les hauteurs de barrière sont proches de E_g (Figure 17b). Dans ces structures, on conserve l'avantage des jonctions p-n du point de vue du courant de fuite avec de plus, un champ électrique uniforme. Les détecteurs Ge(Li) ou Si(Li) ainsi que la plupart des bonnes photodiodes sont de ce type /18/b.

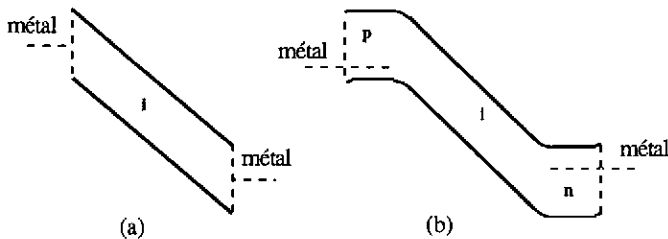


Figure 18 : Structure constituée d'un matériau intrinsèque idéal avec des électrodes métalliques (a) et dans une jonction p-i-n (b).

3.8 Le mode photovoltaïque.

C'est le mode de fonctionnement des cellules solaires. La différence essentielle entre celles-ci et un détecteur est qu'elles doivent fonctionner sans source de polarisation externe. Ce sont des structures très dissymétriques réalisées par diffusion sur un matériau dopé de faible résistivité. La zone de charge d'espace est alors limitée au voisinage de l'interface. A priori, seules les paires électron-trou générées dans cette zone peuvent contribuer au signal. Une analyse plus complète montre cependant qu'une partie des charges créées dans les zones neutres peuvent diffuser dans la zone de charge d'espace et contribuer également au signal. Une estimation simple de cet effet consiste à dire que toutes les charges créées dans le volume situé à une longueur de diffusion de la zone de charge d'espace sont collectées. Ce mécanisme étant essentiel dans le rendement des jonctions photovoltaïques, les constructeurs utilisent un matériau à grande longueur de diffusion et prennent grand soin de préserver cette longueur de diffusion dans le processus de fabrication des cellules /19/. Les longueurs de diffusion doivent approcher de $100\mu\text{m}$ dans le silicium. Une telle valeur est nécessaire du fait de la faible absorption de la lumière dans le silicium.

On vérifie expérimentalement que l'on détecte facilement des alphas de quelques MeV avec un fragment de cellule solaire en silicium d'une fraction de cm^2 . Les performances médiocres des cellules solaires en détection tiennent à deux facteurs liés au rapport signal sur bruit (qui sera discuté plus loin) : du fait de la très faible épaisseur de la zone désertée, ces dispositifs ont une grande capacité par unité de surface. D'autre part, il n'est pas possible de les polariser en inverse au delà de quelques centaines de millivolts. Ceci tient à la technologie très simple utilisée pour réaliser la jonction. Comme le matériau de base est fortement dopé pour augmenter la hauteur de barrière V_B , il est difficile d'augmenter sensiblement la largeur de zone désertée. Un résultat récent /20/ montre que la charge collectée dans le cas de particules très ionisantes (ions lourds) est très supérieure à celle que l'on évalue à partir des arguments ci-dessus. Ce résultat peut être rapproché de celui qui a souvent été observé avec des dispositifs électroniques (mémoires en particulier) où la charge induite par des particules ionisantes (impuretés radioactives ou fragments cosmiques dans le cas d'usage spatial) est très supérieure à celle qui est attendue. On appelle ce phénomène le "funneling". Il serait dû à un effet de décharge initiée par la particule /21/.

3.9 Photoconducteurs, phototransistors et diodes à avalanche.

On utilise souvent dans les capteurs optiques un mode dit photoconducteur qui a l'avantage de procurer un gain. Dans ce mode, un faisceau de lumière intermittent qui constitue le phénomène à détecter, crée dans un semiconducteur une densité de porteurs minoritaires excédentaires proportionnelle au flux incident. La conductivité du semiconducteur, placé entre deux contacts ohmiques (cf ci-dessous) faiblement polarisés est augmentée et le courant augmente en conséquence. Le courant persiste après interruption de l'excitation pendant un temps égal au temps de relaxation. Si celui-ci est grand devant le temps de transit des porteurs, le rapport entre le nombre de photons dans le signal et la quantité de charges élémentaires qui ont circulé dans le détecteur peut être supérieur à un (SZE p744 /9/). Ce mode de fonctionnement n'est cependant pas utilisable pour la détection de particules.

Les phototransistors sont des transistors dont la base n'est pas connectée. La photo-génération de porteurs dans la base modifie le potentiel de celle-ci et entraîne un changement du courant émetteur-collecteur. L'emploi de photo-transistors en détection de particules a été proposé depuis longtemps /22/. L'analyse du fonctionnement d'un transistor traversé par une particule ionisante est délicate, notamment du fait de la diffusion latérale des porteurs. Il n'y a pas, à la connaissance de l'auteur, de résultats expérimentaux publiés.

Les diodes à avalanche /104/ exploitent la propriété de multiplication par choc des porteurs accélérés dans le champ électrique intense d'une jonction abrupte polarisée en inverse. Ces dispositifs ont été très étudiés et sont employés aussi bien pour la détection de lumière que pour celle de micro-ondes. Pour être efficaces, ces structures doivent être réalisées par des techniques avancées d'épitaxie qui les condamnent pour l'instant à de petites surfaces utiles. Avec ces structures, on se rapproche de dispositifs beaucoup plus complexes comme les "stair-case photo-multipliers" /105/ sur lesquels nous reviendrons plus loin (§9.5.3).

3.10 Quelques remarques sur la lecture des schémas de bande.

Les schémas de bande permettent de lire l'essentiel des propriétés des dispositifs. Nous rappelons quelques unes de leurs propriétés :

- On représente l'énergie $E(x)$ des électrons correspondant aux états quantiques suivants :

- le "niveau du vide" (électron hors du matériau et à $k = 0$)
- la bande de conduction (bord inférieur de cette bande, $k = 0$)
- la bande de valence (bord supérieur de cette bande, $k = 0$)

- on a donc $E(x) = -qV(x) - E_{\text{jaisson}}$ où E_{jaisson} est une énergie qui ne dépend que du niveau quantique considéré. Elle est donc constante dans un milieu donné mais change soudainement à l'interface entre deux matériaux différents. Dans un matériau homogène les courbures de bande sont entièrement dues à $V(x)$. Par conséquent :

- les régions de bandes plates correspondent à $V''(x) = 0$, donc à des régions électriquement neutres.
- les régions à courbure tournée vers le haut (respect. vers le bas) correspondent à des zones chargées positivement (respect. négativement).
- à l'interface entre deux matériaux différents (hétérojonction), les bandes sont en général discontinues (comme E_{jaisson}).
- à l'interface entre deux matériaux différents, la pente des bandes est en général discontinue, car il y a le plus souvent une densité de charge superficielle correspondant à des porteurs piégés dans des états d'interface.
- à l'interface entre deux milieux constitués du même matériau mais différemment dopés (homojonction), la pente des bandes est (en général) continue.
- les électrons (respect. les trous) suivent le bord de la bande de conduction (respect. de valence) vers le bas (respect. vers le haut). Les porteurs ne se déplacent à énergie constante que dans l'intervalle entre deux collisions. En moyenne, ils dissipent leur énergie qui est donnée au réseau.

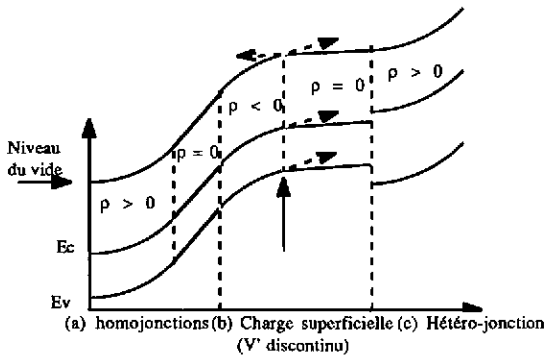


Figure 19 Distribution de la densité de charges électriques pour différents types de jonctions entre semiconducteurs (a) homojonction (b) hétérojonction sans charge superficielle (c) hétérojonction avec charges superficielles à l'interface.

4 LES JONCTIONS METAL-SEMICONDUCTEURS ET LES STRUCTURES MIS ou MOS

4.1 La jonction métal-semiconducteur (ou Schottky) à l'équilibre

La formation de la jonction se fait de façon très similaire au cas précédent, mais le métal constitue une réserve quasi infinie d'électrons et la zone de charge d'espace peut être considérée comme complètement superficielle du côté métal. Par ailleurs, deux situations sont possibles selon la position relative des niveaux de Fermi du métal et du semiconducteur dans la situation initiale. Selon le cas la courbure de bande est dirigée vers le haut ou vers le bas. De plus, selon le type du semiconducteur, p ou n, et donc selon la charge des majoritaires, l'équilibre est obtenu par désertion de porteurs majoritaires ou par accumulation de ceux-ci, ce que l'on peut déduire des formules (27) une fois que l'on a déterminé le sens de la courbure de bande. Il y a donc quatre configurations possibles. La figure 20 montre les deux situations correspondant, la première à un contact métal-type n et $E_{\text{fm}} < E_{\text{Fn}}$, et la seconde au cas métal-type p et $E_{\text{fm}} > E_{\text{Fp}}$. Dans les deux cas, il y a appauvrissement en porteurs majoritaires au voisinage de l'interface et formation d'une zone désertée qui peut être analysée comme ci-dessus, pour autant que l'enrichissement en minoritaires soit ici aussi négligeable.

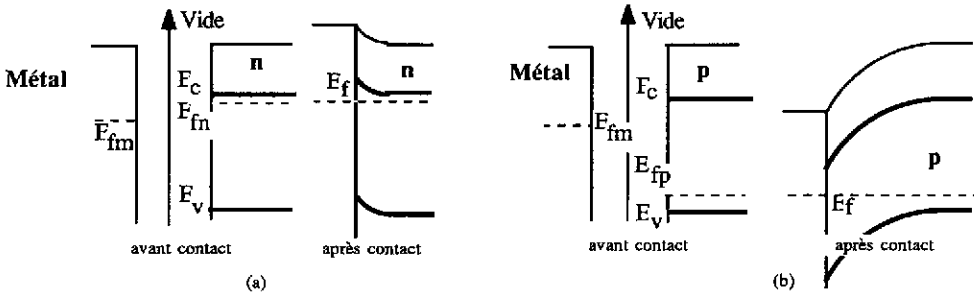


Figure 20 : Deux exemples de jonctions métal-semiconducteur. (a) Type n et $E_{fm} < E_{fn}$, (b) type p et $E_{fm} > E_{fp}$. Les charges dans le semiconducteur sont celles des dopants ionisés.

4.2 Jonctions Schottky en polarisation inverse.

Dans son principe, l'extension de la zone désertée sous polarisation inverse obéit aux mêmes mécanismes que pour la jonction p-n. Cependant il faut recourir à une analyse très détaillée pour réussir à décrire correctement les résultats expérimentaux. Cela tient à deux raisons principales : l'une est technologique et directement reliée à la complexité de l'interface qui comporte toujours des états d'interface et souvent une couche interfaciale (oxyde, siliciure). L'autre est directement liée à la très forte densité électronique du métal. L'effet Schottky est l'abaissement de la barrière de potentiel à l'interface, par rapport au schéma de la Figure 19, et que l'on peut interpréter comme le potentiel attractif vu par les électrons sortant du métal et causé par les charges images induites dans le métal. Sa valeur est donnée par :

$$\Delta \Phi = \sqrt{\frac{q E_{max}}{4 \pi \epsilon \epsilon_0}} \tag{36}$$

Dans le silicium $\Delta \Phi$ atteint 35mV pour un champ à l'interface E_{max} de 10^5 V/cm. La largeur de zone désertée est encore donnée par la formule (34) avec N_D au lieu de N_A pour un semiconducteur de type n. Le courant inverse est en général dominé par le courant de type thermo-ionique dû aux porteurs activés thermiquement par dessus la barrière. Il a la forme, indépendante de la polarisation :

$$I_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q V_B}{k T}\right) \tag{37}$$

où A^* est la constante de Richardson $A^* = 120 \text{ A/cm}^2/\text{K}^2$. La hauteur de barrière V_B est donnée par : $qV_B = (\Phi_m - \chi - \Delta\Phi)$. Dans cette expression, qui se lit sur la Figure 19, Φ_m est le travail de sortie du métal et χ l'affinité électronique (distance entre le niveau du vide et la bande de conduction dans le semiconducteur).

4.3 Détecteurs à barrière de surface.

Ce sont des jonctions métal-semiconducteur. Ce type de jonctions présente l'intérêt de présenter une zone morte particulièrement réduite /17/. En effet dans les structures à jonction p-n, en particulier dans le cas de jonctions diffusées, les particules de très faible énergie, qui s'arrêtent dans la zone diffusée, où ne règne aucun champ, ne fournissent pas de signal. Par contre, dans les jonctions métal-semiconducteur, la zone morte se réduit à l'épaisseur de métal qui peut être extrêmement mince (quelques centaines d'angströms) /28/. Ces structures sont par ailleurs, simples à réaliser, mais elles présentent en général des courants de fuite supérieurs. Elles sont de moins en moins employées.

4.4 Contacts ohmiques et redresseurs.

Dans le cas de semiconducteurs très dopés ou a fortiori dégénérés, la zone désertée du semiconducteur devient, d'après (34) très réduite, tout comme dans un métal. Comme la bande de conduction (dans le cas d'un type n) ou la bande de valence (dans le cas d'un type p) est alors très proche du niveau de Fermi, l'épaisseur de la barrière est négligeable et les porteurs peuvent traverser l'interface presque librement par effet tunnel. Le contact se comporte comme une très faible résistance et on dit qu'il est ohmique. Pour prendre des contacts sur un semiconducteur, on réalise donc des zones superficiellement très dopées pour éviter d'introduire des contacts redresseurs parasites.

4.5 Jonction MIS ou MOS

Ce type de jonction MOS (Métal-Oxyde-Silicium) ou en général MIS (Métal-Isolant-Semiconducteur) est à la base de la technologie du même nom. Son usage en détection est apparu avec les capteurs optiques appelés CCD (Charge Coupled Devices) ou DTC (Dispositifs à Transfert de Charge), dénomination qui s'applique également à d'autres dispositifs qui ne sont pas des capteurs, mais des registres à décalage (voir dans cet ouvrage [74]). Reprenons donc le mécanisme de formation d'une jonction métal-semiconducteur et examinons la situation qui existe avant que le contact ne soit réalisé. L'espace entre le métal et le semiconducteur constitue alors l'isolant. Notons que pour que l'équilibre thermique puisse se réaliser il faut imaginer que le métal et le semiconducteur sont reliés par une connexion externe. Remarquons aussi que, quelle que soit la polarisation appliquée au système, le semiconducteur et le métal sont à l'équilibre thermique. On peut donc appliquer les formules (14) - (27) et résoudre complètement le problème. Lorsqu'on augmente la polarisation, il arrive un moment où la bande des porteurs minoritaires est assez proche du niveau de Fermi pour que la densité de charge des minoritaires, donnée par (27), cesse d'être négligeable. A partir de ce moment, on n'augmente plus la largeur de zone désertée en augmentant la polarisation, parce que les minoritaires accumulés près de l'interface compensent la charge du métal. (tout le potentiel est donc dans la couche isolante). Cette situation est dite d'inversion (Figure 21 (c)). Elle est importante dans les dispositifs MOS car elle permet de réaliser par action sur la polarisation de grille une couche à haute conductivité (c'est la base du fonctionnement des MOSFET). Plus encore que les jonctions métal-semiconducteur ces structures sont sensibles à la densité de charge superficielle à l'interface isolant-semiconducteur.

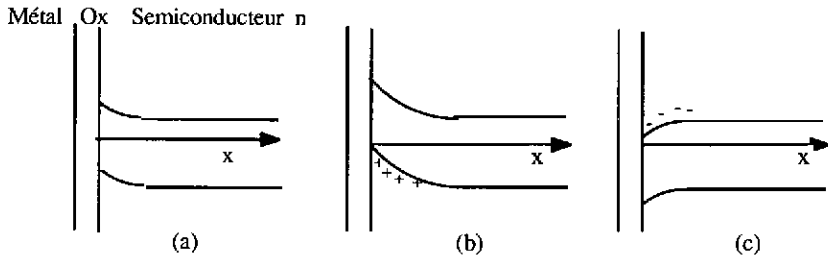


Figure 21 : Les différentes conditions de polarisation d'une jonction MIS (a) désertion, (b) inversion, (c) accumulation.

On voit donc que dans ce type de structure, la profondeur de zone désertée est limitée. Pour préciser cette limite on peut calculer le potentiel $V(x)$ en appliquant l'approximation de désertion totale dans le cas idéal où il n'y a pas de charge superficielle à l'interface. Le champ électrique dans le semiconducteur est alors $E(x) = qN_D(x-w) / \epsilon\epsilon_0$ (et $0 \leq x < w$) et le potentiel dans la même région est :

$$V(x) = -qN_D(x-w)^2 / 2\epsilon\epsilon_0.$$

Le champ dans l'oxyde est par continuité égal à $E(0)$. La différence de potentiel entre les niveaux de Fermi du métal et du semiconducteur, V_e , est la somme de la chute de potentiel dans l'oxyde d'épaisseur x_{ox} et de celle dans la zone désertée, soit :

$$V_e = -qN_D w x_{ox} / \epsilon\epsilon_0 - qN_D w^2 / 2\epsilon\epsilon_0 \quad (38)$$

On en déduit w :

$$w = x_{ox} \left(\sqrt{1 + \frac{2 \epsilon \epsilon_0 |V_e|}{q N_D x_{ox}}} - 1 \right) \tag{39}$$

(N.B. V_e est la différence de potentiel appliquée au système à une constante près égale à $-q(\Phi_m - \Phi_{sc})$ comme on le verrait sur le diagramme à l'équilibre où $V_e = -q(\Phi_m - \Phi_{sc})$). On peut admettre que la limite de la zone d'inversion est obtenue lorsque $-qV(0)$ approche de $E_f - E_V = -qV_{inv}$, qui d'après (27), est relié au taux de dopage. On trouve ainsi :

$$w_{max} = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 |V_{inv}|}{q N_D}} = \sqrt{\frac{4 \epsilon \epsilon_0 kT \text{Log} \left(\frac{N_D}{n_i} \right)}{q^2 N_D}} \tag{40}$$

Pour un matériau très peu dopé $N_D = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, on obtient une valeur de l'ordre de 10 microns. Il semble donc que ce type de structure soit inadapté à la détection. Il faut cependant tenir compte de la collection des paires électron-trou du signal par diffusion. De fait, l'expérience montre que la charge collectée est très supérieure à celle que l'on calculerait avec (39) /23/.

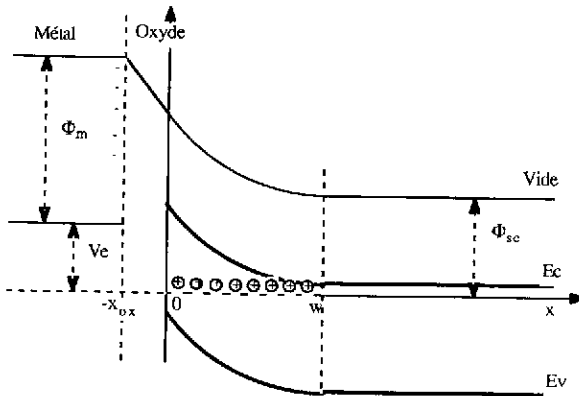


Figure 22: Jonction MIS pour un matériau de type n et $E_{fn} > E_{fm}$ en condition de désertion.

Un autre processus permet d'améliorer la réponse des jonctions MIS, c'est la désertion dynamique. Si l'on accroît soudainement la polarisation, la nouvelle situation d'équilibre ne peut pas s'établir rapidement. En effet, il n'y a pas de porteurs minoritaires disponibles en quantité suffisante (du moins dans le cas d'un matériau très dopé). Il faut donc attendre qu'ils soient créés par génération thermique. Le temps de relaxation correspondant a été évalué à /25/:

$$\tau_{rel} = 2 \tau N_D / n_i \tag{41}$$

On peut donc disposer pendant cet intervalle de temps d'une zone désertée supérieure à la limite (39). Ce mode de désertion est utilisé dans les CCD (Cf §8).

Les jonctions MIS polarisées n'ont évidemment pas de courant de fuite. Elles ne sont pas pour autant exemptes de bruit. On peut considérer que les différentes composantes de courant inverse des autres dispositifs (le courant de génération et de diffusion) existent aussi mais sont toujours compensées par un courant opposé. La valeur moyenne du courant est bien nulle, mais les fluctuations sont du même ordre de grandeur.

Le développement considérable de la technologie MOS /26/, sa relative simplicité, la possibilité d'intégrer facilement des préamplificateurs MOSFET en font une technique attrayante et son application à la détection a été proposée depuis longtemps /27//28/. Les CCD (§8) constituent une autre approche utilisant les MOS.

5-PERTE D'ENERGIE ET ENERGIE DE CREATION DE PAIRES.

On sait que la perte d'énergie dE/dx de particules énergiques dans la matière est donnée par la formule de Bethe-Bloch /29/. Celle-ci résulte de la sommation de l'interaction de la particule incidente avec les électrons atomiques du milieu, considérés comme uniformément distribués. Ce calcul et les résultats qui en découlent semblent donc ne traiter que les milieux amorphes. En fait, ils s'appliquent aussi aux solides cristallins, le rôle de la périodicité du cristal ne se manifestant que pour des directions très précises, ce qui constitue l'effet de canalisation (§5.5). Une autre conséquence de l'ordre cristallin est la sensibilité aux dommages créés par les radiations (§5.4). D'autres aspects sont également spécifiques des solides, cristallins ou non, et sont liés à leur densité élevée et à la faible épaisseur de certains détecteurs. La localité de la perte d'énergie, en particulier, est un paramètre qu'il est important d'examiner pour évaluer les limites ultimes de la précision de localisation. Nous allons tout d'abord revenir sur la génération de paires électron-trou qui est une mécanisme spécifique des semiconducteurs.

5.1 Energie moyenne de création d'une paire électron-trou

Il existe diverses approches pour calculer la perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière : on peut la décrire comme due à une suite de collisions classiques /30/, ou encore comme l'interaction du champ électromagnétique de la particule incidente sur les électrons atomiques du milieu, (Jackson /31/), on peut enfin faire ce calcul de façon relativiste et quantique /32-33/. Pour les détecteurs il est important non seulement de savoir *combien* d'énergie la particule incidente a dissipé, mais surtout de savoir *comment* cette énergie est dissipée. L'interaction est un phénomène en cascade qui ressemble un peu à ce qui se passe dans un calorimètre à haute énergie. Même à très basse énergie, (quelques Kev), de nombreux processus contribuent à la perte d'énergie : on trouve ainsi la création de paires électron-trou, de phonons, d'excitations atomiques, la production d'électrons énergiques, de reculs de noyaux... Par contre le signal ne dépend que du seul processus de créations de paires et il est insensible à la cause directe de leur formation. On observe expérimentalement une relation de proportionnalité entre le nombre moyen de paires produit par unité de longueur n_p et la perte d'énergie. Ceci permet de définir une énergie moyenne de création d'une paire électron-trou ϵ_p :

$$\epsilon_p = \frac{dE}{dx} \frac{1}{n_p} \quad (42)$$

On observe de plus, dans tous les semiconducteurs cristallins, les faits remarquables suivants : $1/\epsilon_p$ ne dépend pas de l'énergie ni de la nature de la particule incidente (électrons, protons, fragments lourds) $2/\epsilon_p$ est directement relié à la bande interdite (Figure 23). Plus précisément la relation empirique de Klein /34/ s'écrit :

$$\epsilon_p(\text{eV}) = 14/5 E_g + b \text{ avec } b = 0,75 \pm 0,25 \text{ eV} \quad (43)$$

Plusieurs analyses théoriques ont tenté d'expliquer ces faits qui posent deux problèmes : le premier, est celui de la proportionnalité entre l'énergie perdue par la particule incidente et le nombre d'excitations élémentaires produites, quelle que soit l'énergie incidente (c'est le même problème que dans les calorimètres, les paires électron-trou remplaçant ici les particules au minimum d'ionisation). Le second problème concerne la corrélation avec E_g plutôt qu'avec un autre paramètre. En particulier, la relation (43) est vérifiée avec des semiconducteurs à transition directe aussi bien qu'à transition indirecte. On aurait pu s'attendre à une corrélation par exemple avec la distance entre bandes à $k = 0$, ou encore avec la différence entre l'énergie moyenne de la bande de valence et celle de la bande de conduction (le "gap de Penn"). La figure 23b montre que la corrélation n'est pas beaucoup moins bonne avec le gap de Penn. Elle montre aussi que la corrélation avec le gap optique est moins bonne lorsque l'on utilise des résultats expérimentaux récents /56/. Un ajustement linéaire sur ces données donne :

$$\epsilon_p(\text{eV}) = 2,16 E_g + 1,17 \quad (43\text{bis})$$

On note que les mesures récentes donnent en moyenne des valeurs de plus petites que les anciennes. Ceci s'explique sans doute par l'amélioration de l'efficacité de collection.

Un premier modèle introduit par Shockley /35/ exprime la compétition entre l'ionisation par choc et la création de phonons optiques. Sur ces bases, il explique la relation (43) et interprète le coefficient b comme la contribution des phonons. Ce modèle a été repris par Klein /34/ et différents autres modèles

ou variantes ont été proposés /36/, mais le problème mériterait sans doute d'être revisité, en particulier, pour les semiconducteurs amorphes.

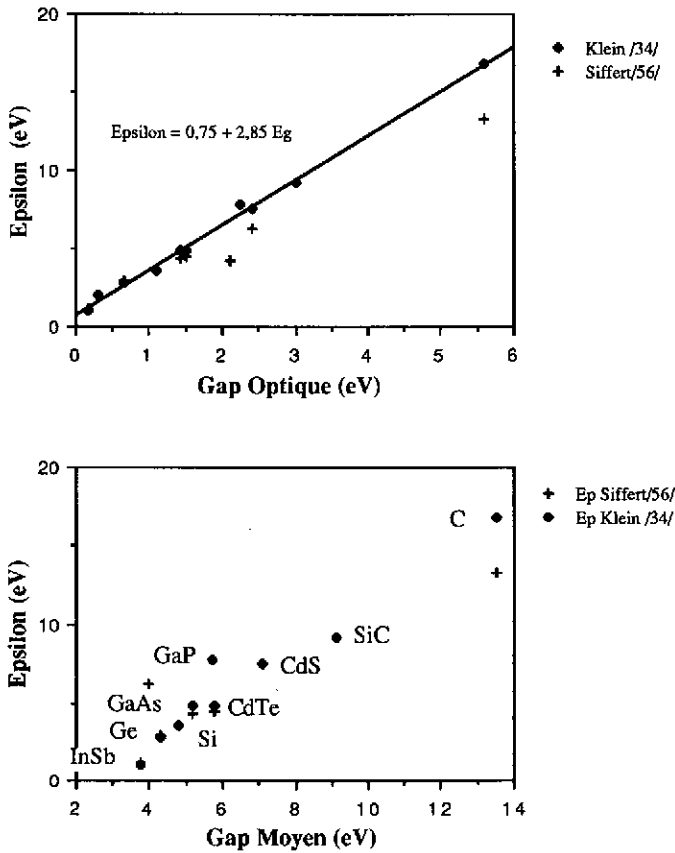


Figure 23 : L'énergie moyenne de création de paires électron-trou en fonction de la bande interdite (haut) et de la distance moyenne entre bandes (bas)

5.2 Localité de la perte d'énergie dans les solides.

La Figure 24 rappelle le comportement de la perte d'énergie en fonction de l'énergie de protons dans du silicium (d'après W.K.Chu /30/). Le comportement est typique des particules lourdes ($M \gg m$). On voit que l'on peut distinguer deux régimes de part et d'autre du maximum, et qui correspondent à une vitesse de la particule incidente, β , inférieure ou supérieure à la vitesse des électrons atomiques qui est de l'ordre de $1/137$. Le premier régime correspond à la fin du parcours de la particule et est important pour les dommages causés au matériau. Nous y reviendrons plus loin (§5.3). Dans le second régime, la vitesse de la particule incidente est supérieure à la vitesse des électrons atomiques et la formule de Bethe-Bloch s'applique. Rappelons comment s'établit cette formule. La perte d'énergie est causée par les collisions avec les électrons atomiques, que l'on traite, en première approximation comme des particules indépendantes. On peut calculer la perte d'énergie comme la somme des énergies T transférées aux électrons atomiques du milieu le long de la trajectoire, supposée ici rectiligne. La perte d'énergie dE sur

une distance dx est donc le produit de T par le nombre moyen de collisions transférant T à dT près sur la distance dx , soit :

$$dE = \rho_d dx \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T \frac{d\sigma(T)}{dT} dT \tag{44}$$

(ρ_d est le nombre d'électrons atomiques par unité de volume et T_{\min} une coupure en énergie). On peut, en première approximation, utiliser la section efficace de Rutherford :

$$d\sigma = 2\pi b db \quad \text{et} \quad T = T_{\max} \frac{b_m^2}{b_m^2 + b^2} \quad \text{où} \quad b_m = \frac{q^2}{2\pi\epsilon_0} \frac{Z_{\text{inc}}}{m v_{\text{inc}}^2} \tag{45}$$

soit :

$$\frac{d\sigma}{dT} = \pi \left(\frac{b_m}{2}\right)^2 \frac{T_{\max}}{T^2} \tag{46}$$

Dans ces relations T_{\max} est l'énergie maximum transférable dans une collision :

$$T_{\max} = 4 E_{\text{inc}} \frac{M m}{(M + m)^2} \tag{47}$$

L'intégration de (44) est immédiate et conduit à la forme classique :

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi \rho_d \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{\text{inc}}^2}{m v_{\text{inc}}^2} \text{Log} \left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right) \tag{48}$$

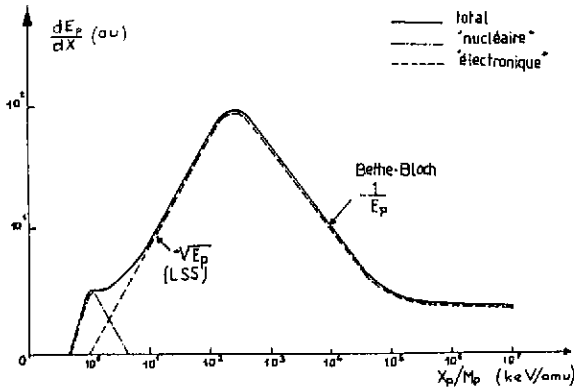


Figure 24 : Les différents régimes de perte d'énergie pour les particules lourdes.

Le calcul relativiste complet, quantique donne la forme usuelle de la relation de Bethe-Bloch /29/ :

$$\frac{dE}{dx} = D \rho \frac{Z_{\text{cible}}}{A_{\text{cible}}} \left(\frac{Z_{\text{inc}}}{\beta}\right)^2 \left(\text{Log} \left(\frac{2 m \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 \delta / 2 \right) \tag{49}$$

où $D = \frac{N_{\text{av}} q^4}{4\pi\epsilon_0 m c^2} = 0,3070 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}$ et $I (\text{eV}) \approx 16 (Z_{\text{cible}})^{0,9}$

(ρ est ici la masse spécifique et $\delta/2$ un facteur de correction lié à l'effet de densité pour les très hautes énergies). On voit que I joue le rôle de la coupure en énergie dans (48)

Le comportement de dE/dx à basse énergie est dominé par un terme en $1/E \text{ Log } E$ (ou $1/\beta^2 \text{ Log } \beta^2$) qui est déjà présent dans la relation (48)

La résolution ultime des détecteurs à localisation est liée à la localité de la création de paires électron-trou dans le milieu. On peut tout d'abord se demander, jusqu'à quelle distance maximum à partir de la trajectoire, une particule est-elle capable d'ioniser un atome. Pour obtenir un ordre de grandeur on peut chercher le paramètre d'impact b , pour une collision classique sur un électron libre, correspondant à un transfert de l'ordre de 1 eV. Or d'après (45), on a pour les grandes valeurs du paramètre d'impact b :

$$T(b) \approx T_{\max} \frac{b_m^2}{b^2} = \frac{1}{\beta^2} \frac{2 Z_{\text{inc}}^2}{m c^2} \left(\frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{b^2} \tag{50}$$

Cette formule peut également s'obtenir par des arguments tout différents (Cf Jackson/31/). Par ailleurs, on note que la masse de la particule incidente n'intervient pas. D'après les arguments ci-dessus, la valeur maximum de T est obtenue pour $\beta = 1/137$, soit environ 4\AA . L'interaction est donc locale à l'échelle macroscopique. Par contre, les électrons qui sont arrachés aux atomes peuvent avoir un parcours dans la matière non négligeable. L'énergie est donc déposée à l'intérieur d'un cylindre autour de la trajectoire incidente dont le rayon croît avec l'énergie. Une borne supérieure de ce rayon est obtenue en disant qu'il est égal au parcours maximum des électrons d'énergie T_{\max} . Pour les particules non relativistes, T_{\max} est donné par (47), et on peut utiliser le parcours des électrons donné par $l/40/ R(\mu\text{m}) = \kappa T(\text{KeV})^{1.75}$ avec $\kappa = 1,831 \cdot 10^{-2}$ dans le silicium. Pour des alphas incidents de quelques MeV, on obtient ainsi des énergies maximum d'électrons de quelques KeV auxquels correspondent des parcours de quelques microns. On peut aller plus loin et utiliser la probabilité d'émettre un électron d'énergie cinétique T (déduite de (46)) pour calculer la distribution transversale de paires électron-trou dans le cylindre en utilisant les fonctions de génération de paires pour des électrons lents données, par exemple par /38-39/. Pour des énergies plus élevées, ce calcul n'est plus utilisable, le parcours associé à T_{\max} devenant évidemment très grand, mais la probabilité d'émission d'un électron de cette énergie devient en même temps très faible. On peut alors tenter d'introduire une coupure sur les énergies et distinguer les électrons énergiques ou "δ-ray" dont l'énergie est supérieure à une énergie critique T_c et un continuum d'énergie d'électrons "lents" d'énergie inférieure à T_c . Définissons T_c de façon que l'énergie emportée par les électrons rapides reste inférieure à une fraction k (<1) de la perte d'énergie. En reprenant la formule (44) avec T_c au lieu de T_{\min} on évalue la perte d'énergie dE_c due aux électrons énergiques. En écrivant que le rapport de dE_c/dE est égal à k et en approximant encore la section efficace différentielle $d\sigma(T)/dT$ par la formule de Rutherford, on trouve que :

$$T_c = T_{\max} \left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right)^{-k} \tag{51}$$

Comme T_{\max} est toujours très grand par rapport à T_{\min} et que $k \ll 1$ on trouve que T_c croît sensiblement comme T_{\max} . On peut aussi vérifier que la fraction de la perte d'énergie due aux électrons d'énergie supérieure à T_c croît avec l'énergie, bien que la fraction d'électrons d'énergie supérieure à T_c reste constante (tant que $T_{\min} \ll T_c \ll T_{\max}$). On ne peut donc pas définir une coupure constante sur T_c et à haute énergie l'image de la trace représentée par un cylindre cesse de s'appliquer et doit être remplacée par "quelque chose" qui ressemble de plus en plus à une gerbe.

5.3 Fluctuations de la perte d'énergie.

Le phénomène que nous venons de décrire est cause de fluctuations de la perte d'énergie dont le rôle est important pour les détecteurs minces. La possibilité de grands transferts d'énergie explique la dissymétrie de la distribution expérimentale de la perte d'énergie. Ces fluctuations "de Landau" ont été beaucoup étudiées tant sur le plan théorique qu'expérimental (Cf W.R.Leo, /5/ et C.J.S.Damerell /4/. En particulier des mesures récentes faites sur des détecteurs silicium de $300\mu\text{m}$ /42-43/ et sur des CCD /4/ avec une zone active de $20\mu\text{m}$ démontrent que les modèles théoriques récents /44-45/ décrivent correctement les observations. Le caractère très discontinu de la perte d'énergie affecte également la précision de localisation. Cet effet joue en faveur des détecteurs minces, ainsi que les effets de biais sur la localisation, liés à l'inclinaison des traces (Voir la discussion dans /4/)

5.4 Dégats d'irradiation

La perte d'énergie des particules lourdes dans le régime correspondant à $\beta < 1/137$, est plus compliquée à évaluer. D'une part, elle ne peut être calculée de façon perturbative et d'autre part, on ne peut plus considérer la trajectoire comme rectiligne. Ce régime a été très étudié par les technologues des dispositifs électroniques qui se sont intéressés à l'implantation ionique et aux dommages causés par les particules ionisantes très lentes. Une approche théorique connue sous le nom de modèle LSS (Lindhard-Scharff-Schitt - 1963) /46/ traite le problème des diffusions multiples par une méthode de moments où interviennent des sections efficaces différentielles calculées à partir d'un potentiel de Thomas-Fermi. Différentes extensions ont été données à ce modèle /59/ et il existe encore aujourd'hui une activité de recherche théorique et expérimentale sur ce sujet. A ces énergies, même la particule incidente n'est plus un objet simple : ainsi les particules positives sont susceptibles d'entraîner avec elles un ou plusieurs électrons ce qui diminue d'autant leur "charge effective" et donc leur ionisation. On retrouve une certaine simplicité à très basse énergie, dans la région (improprement) appelée "de collisions nucléaires" (Figure 24), où c'est l'atome tout entier qui se comporte comme la particule cible. Il est alors susceptible d'être déplacé hors de sa position d'équilibre dans le milieu et c'est donc dans cette région que les dommages dans le matériau sont maximum. De plus c'est un phénomène en cascade, ces atomes se trouvant à leur tour dans la gamme d'énergie où ils ont un maximum de chances de produire des défauts. L'arrêt d'une particule lourde crée donc un nuage de défauts au voisinage du point d'arrêt. Dans un cristal de très haute qualité, les défauts qui sont ainsi créés sont le plus souvent électriquement actifs et contribuent à dégrader la qualité des détecteurs. Il s'agit cependant d'un phénomène réversible. C'est ce qui permet d'utiliser l'implantation ionique comme méthode de dopage en procédant systématiquement à un recuit thermique pour restaurer les qualités des semiconducteurs après implantation /59/. Sur le plan pratique, on considère que les détecteurs silicium supportent de 10^{12} à 10^{14} cm⁻² particules au minimum d'ionisation. Pour les particules ionisantes, il faut tenir compte de l'énergie et de la nature des particules. Cf /5/ et /113/.

5.5 Effets de canalisation

Ainsi que nous l'avons signalé ci-dessus les calculs de perte d'énergie correspondent toujours à des milieux amorphes puisqu'ils ignorent la périodicité cristalline. Celle-ci est loin de jouer un rôle négligeable et on sait que pour les orientations de base du cristal (1,1,1), (1,1,0) et (1,0,0), les effets de canalisation sont importants. Dans ces directions en effet, les atomes du cristal paraissent alignés et une particule peut traverser le cristal sans subir de collision à faible paramètre d'impact. Le canal peut même être focalisant et on a ainsi dévié des particules de haute énergie. Les technologues de l'implantation font attention à désorienter les cristaux, pour éviter au maximum l'effet de pénétration profonde d'ions diffusés dans les directions de canalisation /59/. La désorientation doit être supérieure à "l'angle critique" qui est de l'ordre de 3 à 4° dans le silicium /5/.

6-SIGNAL ET BRUIT

6.1 Formation du signal électrique.

Le passage d'une particule à travers un semiconducteur se traduit par la création d'une certaine quantité de paires électron-trou. Celles qui sont créées dans les zones dépourvues de champ électrique se recombinent sauf si elles réussissent à diffuser dans une zone de charge d'espace. Les particules générées dans les zones de charge d'espace dérivent dans le champ électrique et peuvent soit atteindre les électrodes, soit se recombiner. Commençons par le cas d'un détecteur dans lequel le champ électrique ne s'annule pas et négligeons la recombinaison. Le mouvement des charges induit l'apparition de charges sur les électrodes. A la limite où le déplacement des charges est lent devant c , on peut calculer ce phénomène par l'électrostatique. Il y donc un signal induit même si les charges n'atteignent jamais les électrodes. Le terme de "charge collectée" est donc trompeur! Ici encore il n'y a pas de différence de fond avec les détecteurs à gaz. Pourtant des analyses contradictoires de la formation du signal se trouvent dans la littérature publiée /61/. A la source des divergences entre auteurs se trouve sans doute le fait que les semiconducteurs contiennent des charges fixes en volume (les dopants), dont il est facile de montrer qu'elles n'ont pas un rôle différent des charges des électrodes, et aussi des charges mobiles, en particulier dans les zones neutres des semiconducteurs incomplètement désertés dont l'action est beaucoup plus complexe.

Nous allons rappeler les éléments du problème en commençant par un cas très simple : supposons que l'on crée une paire électron-trou à l'instant $t = 0$, au point d'abscisse z d'un détecteur dont les électrodes

forment un condensateur plan (Figure 25). Cette capacité a été préalablement chargée au potentiel V puis déconnectée de la source (ou encore alimentée à travers une impédance infinie). Ce détecteur est relié à travers une capacité à un préamplificateur. On suppose que cet ensemble constitue pratiquement un court-circuit en courant alternatif.

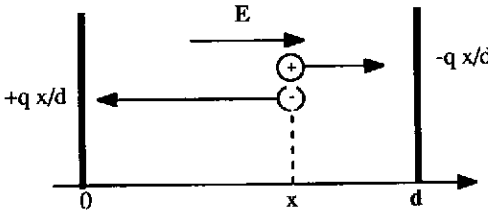


Figure 25 : signal induit par une paire électron-trou

On rappelle tout d'abord le résultat d'électrostatique : si l'on extrait une charge $+q$ d'une électrode d'un condensateur plan pour l'amener en z , elle induit sur les plaques d'un condensateur en court-circuit des charges $Q_1 = -q z / d$ et $Q_2 = -q (d-z) / d$. Ces charges sont distribuées sur la surface des électrodes et la densité superficielle est reliée à l'intensité de la composante $E_z(x, y)$ du champ électrique sur la surface. On en déduit immédiatement que le déplacement dz de la charge produit une variation des charges induites :

$$dQ_1 = -q dz / d = -dQ_2. \tag{52}$$

Tout se passe donc comme si une charge $q dz / d$ passait d'une électrode à l'autre. On voit aussi que, si ce déplacement se produit à la vitesse v , il induit dans le circuit extérieur un courant :

$$i(t) = q v / d \tag{53}$$

On peut également dire que ceci traduit la conservation du courant total (courant des charges + courant de déplacement) dans le circuit. On vérifie que cela reste vrai pour un condensateur isolé dont les électrodes sont portés au potentiel V . Dans ce cas le courant total est évidemment nul, ce qui implique que le courant induit par le déplacement de la charge est compensé par un courant de déplacement dû à un changement de la différence de potentiel entre les plaques, $dV = dQ/C$. Ces résultats se généralisent à une configuration d'électrodes quelconques /53/.

Revenons au cas d'une paire électron-trou créée en z . Les déplacements de l'électron et du trou induisent deux courants de même signe (les charges sont de signe opposés et les vitesses également) mais dont l'intensité est différente puisque les mobilités sont différentes. Si le semiconducteur est un intrinsèque parfait, le champ électrique est uniforme $E_z = V/d$ et les charges induisent des courants différents pendant des temps différents, soient :

$$\begin{aligned} i_h &= q \mu_h E_z / d = q v_h / d & \text{pour } 0 < t < (d-z) / v_h \\ i_e &= -q (-\mu_e E_z) / d = q v_e / d & \text{pour } 0 < t < z / v_e \end{aligned} \tag{54}$$

Par ailleurs, la relation (52) montre que la charge totale induite par déplacement du trou jusqu'à l'électrode est $-q (d-z) / d$. De même, celle induite par le déplacement de l'électron est $q z / d$. La somme des deux est donc égale à $-q$. La collecte d'une paire électron-trou correspond donc à une charge totale égale à $-q$ (et non $-2q$). On retrouverait le même résultat en intégrant les courants dans (54). Comme on l'a vu au §4, le champ n'est en général pas constant dans la zone de charge d'espace d'un détecteur. L'équation du mouvement en régime de mobilité est : $dz / dt = \pm \mu E_z(z)$. On peut intégrer cette équation pour trouver la forme du courant induit $i(t)$. Le calcul est simple dans le cas d'un champ linéaire /4/. De façon générale on remarque que l'un des porteurs est accéléré (les électrons dans le cas d'un matériau p déserté) alors que les porteurs de l'autre type sont déccélérés. Surtout on note la propriété importante : la charge induite ne dépend que du chemin parcouru par les charges et non de la distribution du potentiel électrique dans le détecteur.

De façon générale la forme du signal en courant s'obtient en intégrant les courants induits par une paire produite en z sur toutes les paires produites par la particule incidente. Dans le cas de particules

énergiques au minimum d'ionisation c'est une distribution uniforme égale à $(dE/dx) / \epsilon_p$. Dans le cas de particules ionisantes on déduit la fonction de génération de la fonction $dE(E) / dx$ en utilisant la relation parcours-énergie, qui fournit la fonction $x(E)$:

$$x(E) = \int_0^E \frac{dx}{dE} dE = \int_0^E - \left(\frac{dE(E)}{dx} \right) dE \quad (55)$$

(Ici E est l'énergie de la particule, alors que dans (42), (44), (48) et (49), E désignait l'énergie perdue. Les deux définitions ne diffèrent que par le signe et l'origine. Ici dE/dx est donné par l'expression (49) prise avec le signe moins.)

A titre d'exemple la figure 26 indique la forme du signal dans le cas limite d'un champ uniforme et d'une particule au minimum d'ionisation pour les deux configurations correspondant à un préamplificateur de courant et à un préamplificateur de charge.

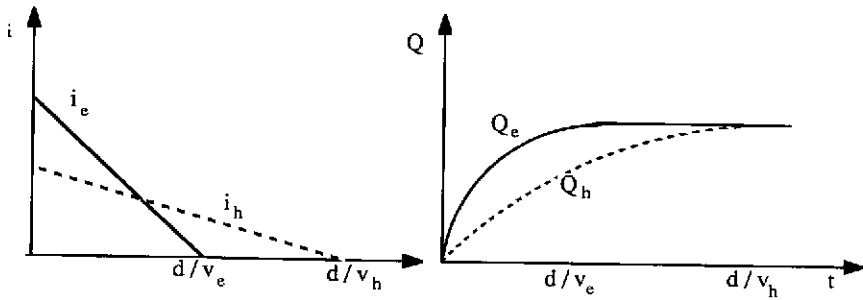


Figure 26 : forme de signal en amplification de courant (a) ou de charge (b) pour une particule au minimum et un champ uniforme.

On remarque que le signal en courant commence dès le passage de la particule. La rapidité des détecteurs est en fait limitée par les performances pratiques des préamplificateurs. Du fait de l'absence d'amplification interne, les quantités de charge produites sont faibles et on ne peut utiliser le front du signal que dans le cas de particules très ionisantes. La résolution temporelle est pratiquement limitée par le temps de dérive qui est typiquement de quelques nanosecondes pour une centaine de microns d'épaisseur dans le silicium avec un champ moyen de 10^4 V/cm. Ici encore, c'est le bruit qui est le facteur limitatif.

6.2 Effet plasma

Dans tout ce qui précède, nous avons toujours supposé que le champ électrique dans le détecteur n'est pas affecté par les charges générées par la particule incidente, et de même, que ces charges n'ont pas d'interaction. Ce n'est pas toujours vrai. Les particules lentes peuvent induire des densités de charge localement très élevées qui perturbent le champ extérieur. Le mouvement des charges tend à diminuer localement le champ et peut même l'annuler. Cet effet se traduit par un ralentissement de la collecte des charges et peut conduire à la perte d'une partie des charges par recombinaison. Ces deux effets sont observés avec des ions lourds dans les détecteurs silicium. La diffusion latérale tend par contre à

diminuer la densité et favorise la collecte. L'ensemble de ces processus est compliqué à analyser. Ils constituent l'effet plasma /47-48/. On les retrouve dans les détecteurs à semiconducteurs amorphes même pour des alphas et des protons ayant des énergies de l'ordre du MeV.

6.3 Rôle de la recombinaison.

Dans la plupart des détecteurs désertés en silicium ou germanium, la recombinaison est négligeable parce que les temps de collecte sont courts devant les durées de vie. La situation est plus complexe dans les détecteurs partiellement désertés. En effet, le champ électrique n'est pas strictement nul dans la région avoisinant la zone désertée. Il y a donc souvent une zone supplémentaire qui participe à la formation du signal et dans laquelle la collection de charge est en fait limitée par la recombinaison /15/. Dans les semiconducteurs à courtes durées de vie, la recombinaison doit être prise en compte. On note qu'elle affecte la charge induite d'une façon qui dépend non seulement du chemin parcouru par les paires électron-trou, mais de la vitesse de leur déplacement. Il faut donc connaître exactement le profil du champ électrique pour résoudre l'équation du mouvement des charges et calculer la probabilité de recombinaison. Les choses deviennent plus simples lorsque la recombinaison se fait sur des pièges, si l'on peut considérer que le piègeage est le phénomène le plus rapide. En particulier, dans le cas limite d'un champ uniforme, on voit que la charge induite par un électron créé en z_0 est ("formule de Hecht") :

$$Q = \frac{q}{d} \int_0^{z_0} \exp\left(-\frac{z}{\tau_c}\right) dz = \frac{q}{d} \int_0^{z_0} \exp\left(-\frac{z-z_0}{\mu_e \tau_c E_z}\right) dz = \frac{q}{d} \mu_e \tau_c E_z \left(1 - \exp\left(-\frac{z_0}{\mu_e \tau_c E_z}\right)\right)$$

(N.B. le piègeage affecte les porteurs indépendamment les uns des autres ; il est donc plus simple que la recombinaison radiative qui affecte des paires. Selon les temps caractéristiques des différents phénomènes par rapport à la constante d'intégration, on sera sensible à l'un ou l'autre d'entre eux.)

6.4 Les sources de bruit

On peut les classer en trois grandes catégories : 1/ les fluctuations du signal dues aussi bien aux fluctuations de la perte d'énergie qu'à celles du nombre de paires collectées pour une perte d'énergie donnée, 2/ les fluctuations du courant inverse et le bruit généré dans le semiconducteur et aux interfaces, 3/ le bruit équivalent du premier étage de préamplification. Les fluctuations de la perte d'énergie ont été évoquées au §5. Elles expliquent entièrement les résultats observés sans qu'il soit nécessaire d'introduire une dispersion supplémentaire du nombre de paires collectées. Elles ne sont d'ailleurs pas spécifiques des détecteurs à semiconducteurs sauf en ce qui concerne les très faibles épaisseurs de matière mises en jeu. Nous allons examiner les deux autres sources de bruit.

De nombreux phénomènes contribuent à engendrer du bruit aux bornes d'un dispositif à semiconducteur/49-50/. L'injection de porteurs par les électrodes, et la génération thermique de paires électron-trou dans les zones de charge d'espace sont des facteurs dominants dans les détecteurs. Il s'y ajoute la diffusion depuis les zones neutres dans le cas de détecteurs incomplètement désertés. Enfin les contacts sont la source de bruits qui dépendent souvent de la technologie, dont l'analyse est complexe et que nous inclurons faute de mieux dans la catégorie des bruits "en $1/f$ " /51/du fait qu'ils ont des caractéristiques spectrales différentes des premières sources.

6.5 Rapport signal sur bruit

Afin d'examiner le rôle des différents paramètres d'un détecteur sur ses performances, il faut effectuer une analyse du rapport signal sur bruit. Les analyses complètes sont en général spécifiques d'un détecteur et surtout d'un circuit de préamplification. Nous utilisons ici un modèle simple /52/dans lequel on suppose que le premier étage de préamplificateur est un FET parfait et qu'un circuit de mise en forme RC-CR est placé derrière le préamplificateur. Ceci permet de définir une bande de fréquences dans le domaine spectral de façon plus réaliste que par des coupures abruptes. Les constantes de temps des deux circuits RC sont a priori quelconques, mais nous nous plaçons ici dans le cas où elles sont égales à τ . C'est le seul paramètre ajustable pour optimiser le rapport signal sur bruit une fois qu'on a choisi le détecteur et le FET. Le schéma de principe est celui de la figure 27.

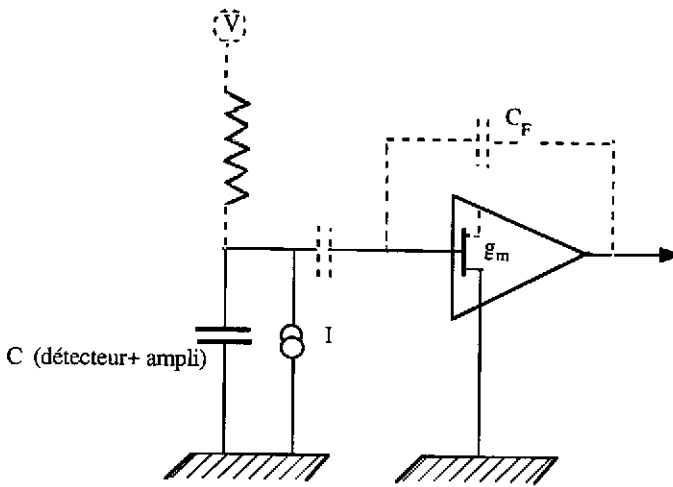


Figure 27 : Schéma de principe du circuit utilisé pour analyser le rapport signal / bruit.

On montre que la valeur quadratique moyenne du bruit en tension ramené à l'entrée du FET est :

$$v_n^2 = \frac{kT}{3 \tau g_m} + \frac{q \tau I}{4 C^2} \quad (56)$$

La capacité C est la capacité totale (détecteur + préampli), g_m la transconductance du FET et I est le courant inverse dans le détecteur. On peut comprendre cette expression comme la somme quadratique de deux contributions indépendantes. La première est le bruit thermique équivalent du FET d'entrée et la seconde est le bruit de grenaille du courant de fuite. On a négligé le bruit lié à la résistance de charge du détecteur ainsi que le bruit en $1/f$. Si l'on considère le cas d'une particule au minimum d'ionisation et que l'on admet que toutes les paires créées sont collectées, alors la tension du signal vaut :

$$v_s = \frac{q}{e} \frac{dx}{\epsilon_p} \frac{w}{C} \quad (\text{avec } e = 2.7182\dots) \quad (57)$$

Le facteur $1/e$ représente la diminution de l'amplitude du signal due au filtre et w est la largeur de zone désertée. On remarque sur (56) qu'il y a une valeur optimale de τ . (Les grandes constantes d'intégration augmentent évidemment la contribution du courant de fuite et les très petites, celle du bruit haute fréquence du préampli.) La valeur optimale est donnée par :

$$\hat{\tau} = 2C \sqrt{\frac{kT}{3 q I g_m}} \quad (58)$$

mais on peut être amené à travailler loin de la valeur optimale pour des raisons de technologie.

Lorsque le matériau et la structure ont été choisis, on peut voir à l'aide de ces formules, comment varie le rapport signal sur bruit en fonction des paramètres géométriques, l'épaisseur active du détecteur, que nous noterons w (comme l'épaisseur de la zone désertée) et la surface S du détecteur élémentaire ou du

pixel en supposant que le temps τ est choisi a priori. Ce rapport est toujours une fonction croissante de l'épaisseur et décroissante de la surface. En particulier on peut voir que si le bruit est dominé par le terme de courant, le rapport S/B varie comme $\sqrt{(w/S)}$ si le courant est essentiellement un courant de génération, et en w/\sqrt{S} si c'est un courant de diffusion. Si au contraire c'est le bruit de préampli qui domine, on a $S/B = (w^2/S)$. Dans tous les cas les grandes épaisseurs et les petites surfaces sont favorisées.

6.5.1 Jonctions p-n

Rappelons que le courant inverse dans une jonction p-n en polarisation inverse et fortement désertée est essentiellement un courant de génération thermique de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace et on a vu que ce courant est donné par (33) :

$$I = q n_i w / 2\tau \quad (59)$$

Dans des jonctions peu désertées, comme les cellules solaires, on attend au contraire une contribution dominante du bruit de diffusion, à laquelle s'ajoute un bruit d'interface lié à la technologie de réalisation de ces dispositifs. Le bruit dans ces structures a été étudié en détail /54/

6.5.2 Jonctions Schottky

L'interface métal-semiconducteur est capable d'injecter des porteurs dans la zone de charge d'espace et on a vu qu'il s'agissait d'un phénomène d'émission thermo-électronique. Le contact lui-même génère un bruit dit de "scintillation d'interface" /50/. Le bruit de génération s'ajoute évidemment aux deux termes précédents.

6.5.3 Jonctions MIS ou MOS

Il n'y a pas dans ce cas de courant inverse, mis à part celui à travers l'isolant, normalement faible. Cependant on peut considérer le semiconducteur de ces dispositifs comme le siège de deux courants égaux et opposés (nous avons vu qu'il est en équilibre) donnant lieu à des fluctuations indépendantes et qui s'ajoutent. Pour de grandes zones désertées, le bruit est donc un bruit de génération auquel doit s'ajouter quadratiquement un bruit de recombinaison de même grandeur.

6.5.4 Bruit d'interfaces

Certains dispositifs présentent parfois un bruit très supérieur à la normale et qui a des caractéristiques spectrales qui le rendent identifiables à l'oscilloscope (bruit "pop-corn" par exemple). Une source possible de ces bruits est l'existence de micro-décharges (appelées aussi micro-plasma) qui se produisent probablement dans des zones de champ très élevées ou de petites avalanches peuvent être induites aléatoirement. On peut imaginer que la présence de petits défauts de surface est la cause de ces phénomènes. Une autre cause d'excès de bruit est liée à la présence d'états profonds aux interfaces associés par exemple à des liaisons chimiques brisées ou défectueuses à la frontière du cristal et du métal. On connaît souvent des méthodes empiriques de passivation des surfaces pour réduire ces bruits, sans qu'il soit toujours possible d'expliquer pourquoi elles marchent....

7-LES MATERIAUX SEMICONDUCTEURS

De très nombreux matériaux semiconducteurs ont été étudiés /55/, mais seul un petit nombre est fabriqué industriellement et parmi ceux-ci le silicium est de loin le plus utilisé. Pour les applications qui ne demandent que de petites quantités de matériaux, l'emploi de semiconducteurs non-industriels est possible. C'est pourquoi un large effort de recherche a été accompli pour trouver des matériaux mieux adaptés que le silicium à des fonctions particulières comme la détection des γ ou la spectrométrie d'ions lourds. Parmi les paramètres qui entrent en ligne de compte, il y a tout d'abord la bande interdite. Elle définit, à travers les relations (42) et (43), la quantité de charge maximum que peut produire une particule. Mais elle intervient également dans le courant de fuite, soit directement, comme dans la hauteur de barrière (37), soit indirectement à travers la durée de vie. En effet les matériaux à très grande bande interdite ont souvent beaucoup d'états profonds. On doit donc rechercher un compromis entre une petite bande interdite, beaucoup de signal mais un grand courant de fuite, et une grande bande interdite avec peu de signal et peu de courant de fuite. Ce compromis dépend évidemment de la température de fonctionnement. Pour les détecteurs de particules fonctionnant autour de 300°K, les bandes interdites

utilisables vont de 1,1eV(Si) à environ 2,5eV(CdS). A basse température, on utilise essentiellement Ge, mais InSb serait utilisable. Le numéro atomique Z, pour la détection des γ et des X, ou la masse atomique pour la résistance aux dommages d'irradiation sont d'autres paramètres à considérer. La mobilité des porteurs et leurs durées de vie conditionnent la collection de charge, en relation avec le champ électrique maximum réalisable. Le tableau 1 résume les propriétés de quelques semiconducteurs intéressants.

Tableau 1 : propriétés de quelques semiconducteurs utilisables en détection (300°K)

	E_g (eV)	$\mu_e + \mu_h$ cm ² V ⁻¹ s ⁻¹	$\tau_e + \tau_h$ (s)	ϵ_p (eV)	Ref
Si	1,12	1500+600	qq ms	3,61	/56/
Ge	0,67	3900+1800	$10^{-3}+10^{-3}$	2,96	(90°K)/56/
C(diamant)	5,47	2000+1550	$10^{-8}+10^{-8}$	13,2	/56/
GaAs	1,43	8500+420	$10^{-7}+10^{-7}$	4,7	/39/
GaP	2,25	300+100	$10^{-8}+10^{-8}$	7,8	/56/
CdS	2,42	300+50	$10^{-8}+10^{-8}$	6,3	/56/
CdTe	1,5	$\approx 100+\approx 80$	$10^{-6}+10^{-6}$	4,43	/56/
InSb	0,17	78000+750	$10^{-7}+10^{-7}$	1,2	/56/
InP	1,27	4600+150			/58/
InAs	0,33	33000+460			/55/
HgI ₂	2,1	100+4	$10^{-7}+10^{-8}$	4,15	/56/

Jusqu'ici la presque totalité des études a porté sur des semiconducteurs obtenus sous forme monocristalline. La possibilité d'employer un matériau dépend de beaucoup de l'existence d'une technique d'élaboration capable de fournir un matériau très pur, résistif, dépourvu de pièges, présentant une mobilité et une durée de vie suffisante et si possible dopable aussi bien en type n que p. La technique de tirage de cristaux ultra-purs dépend du matériau et conditionne une partie des propriétés de celui-ci. Dans le cas du silicium on utilise la technique de Czochralski qui consiste à tirer un monocristal à partir d'un bain du matériau liquide. Le lingot est ensuite éventuellement purifié par fusion de zone. Parmi les cristaux dont les techniques de tirage ont fait l'objet de travaux récents, citons outre l'Arséniure de Gallium (pour ses mobilités relativement élevées), le Tellurure de Cadmium /60/ et l'iodure de Mercure /56/ pour leur courte longueur de radiation, et le Phosphore d'Indium /57-58/ pour la détection des neutrinos solaires par réaction β inverse.

On peut simplifier considérablement l'élaboration si l'on est capable d'utiliser des matériaux à l'état polycristallin ou microcristallin. C'est en effet la forme naturelle de beaucoup de solides qui peut être obtenue en refroidissant lentement la phase liquide. Cependant on prévoit que leurs propriétés de transport électronique risquent d'être très altérées par la présence des frontières entre grains et par les défauts cristallins générés en cours de croissance par les contraintes s'exerçant entre grains. La nécessité de produire de grandes quantités de silicium à bas coût pour les applications solaires a déclenché un grand effort pour comprendre le rôle exact de ces différents problèmes et a conduit à produire des cellules photovoltaïques dont les performances approchent celles réalisées sur monocristal. Il a été récemment démontré que ces cellules pouvaient être employées en détection, au moins dans des applications qui ne demandent pas une grande uniformité de réponse. L'un des intérêts des matériaux non-cristallins est qu'ils peuvent être produits par des techniques de couches minces qui, d'une part évitent les coûts liés aux opérations de sciage des lingots et de polissage des plaquettes et qui, d'autre part, peuvent permettre la réalisation de structures plus complexes. Pour l'instant ces techniques permettent d'abaisser les coûts, mais n'autorisent pas la production de grandes surfaces unitaires. Cependant des méthodes adaptées aux grandes surfaces en matériau polycristallin sont à l'étude /62/. Nous reviendrons plus loin sur ce point avec un autre type de matériaux semiconducteurs, les amorphes. Rappelons pour conclure qu'il existe aussi de nombreux semiconducteurs organiques dont le développement est, pour la plupart d'entre eux, au niveau de la recherche.

8-NOUVELLES STRUCTURES DE DETECTEURS

Les détecteurs à semiconducteurs ont d'abord été utilisés pour la spectroscopie nucléaire. Leur intérêt dans ce domaine est lié à la faible valeur de l'énergie moyenne de création de paires (2,96 eV dans Ge, 3,6 eV dans Si) comparée à celle des détecteurs à gaz (28 eV dans CH_4 , 41 eV dans He). Ce facteur se répercute directement sur la résolution, c'est à dire sur la précision de mesure de l'énergie de particules totalement absorbées dans le détecteur. Le Germanium en particulier permet la mesure de l'énergie des gammas dans la gamme des MeV avec une résolution qui atteint 10 KeV à 10 MeV. Le développement de ce type de détecteur a été lié à la technique de la compensation au Lithium qui permet d'utiliser des épaisseurs déplétées de quelques cm, mais exige de garder les détecteurs à la température de l'azote liquide en permanence. Ces détecteurs sont maintenant des produits industriels et une abondante littérature leur a été consacrée./17/ /18/ Les développements récents ont porté sur l'amélioration de la résolution et des conditions d'emploi. En particulier, celui de détecteurs Germanium quasi-intrinsèques qui échappent à la contrainte du stockage à basse température, celui de détecteurs au Silicium compensé au Lithium (Si(Li)) et enfin celui de nouveaux matériaux comme CdTe ou HgI_2 , plus efficaces pour la détection des gammas /56/. Les détecteurs à localisation constituent un autre domaine de développement, plus proche des exigences de la physique des Hautes Energies, mais qui concerne aussi les autres domaines d'application et qui devrait connaître des progrès considérables.

8.1 Les détecteurs à micro-pistes (microstripes)

L'idée de diviser l'électrode d'un détecteur en petits éléments pour obtenir une information sur la localisation du passage des particules est aussi ancienne que ces détecteurs (Voir par exemple /108/). Selon la taille des électrodes élémentaires, et selon leur nombre, les problèmes techniques de préamplification et de lecture sont bien différents. On appelle micro-pistes les électrodes divisées en bandes étroites (moins de 1mm) et permettant une localisation à une dimension. Les électrodes organisées en mosaïques d'éléments carrés ou hexagonaux de taille supérieure à quelques millimètres carrés sont en général appelés damiers. Enfin on parle de pixels (= picture element) lorsqu'il s'agit de très petits éléments, généralement associés à une structure de préamplification ou de sélection réalisée sur le détecteur lui-même. Pour une épaisseur de détecteur donnée, diminuer la surface élémentaire est favorable au rapport signal sur bruit puisqu'on diminue la capacité et le courant inverse sans toucher au signal. Par ailleurs, la technologie du silicium se prête particulièrement bien à la réalisation de telles structures : les plaquettes (wafers) standard ont environ 300 μm d'épaisseur, qui est justement ce que l'on peut désigner dans le silicium "de qualité détecteur". La dimension maximum est limitée par le diamètre des lingots, usuellement 10 ou 14cm. (on peut évidemment scier les lingots dans le sens longitudinal pour obtenir plusieurs décimètres carrés de surface, mais, d'une part, on s'écarte du processus industriel et, d'autre part, les hétérogénéités longitudinales de dopage résiduel en limitent l'emploi). La réalisation d'électrodes divisées est une opération simple avec les techniques de micro-lithographie et plus précisément avec la technique planar /10/. La technologie existante autorise de très petites pixels : il n'y a pas de difficulté majeure pour réaliser des surfaces élémentaires de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, compatibles avec la localité de la création de paires (§5). Par contre la connectique et le coût des préamplificateurs deviennent des problèmes sérieux lorsque la densité de pixels augmente.

Les détecteurs à micro-pistes réalisent un compromis viable entre une bonne localisation et un nombre raisonnable de voies. /109//110/ Avec cette technique, chaque détecteur n'assure la localisation que pour une dimension. Il faut donc en associer deux pour avoir une localisation en (x,y). On peut aussi déposer des pistes croisées sur chaque face du détecteur. Cette dernière méthode est d'ailleurs la seule utilisable avec des particules non pénétrantes. Il faut enfin pouvoir lever les éventuelles ambiguïtés associées aux impacts multiples, soit par l'information issue d'autres détecteurs, soit dans certains cas par une bonne résolution temporelle. Avec un pas de 20 μm entre pistes on obtient une résolution mesurée de l'ordre de 5 μm . /63/ Pour limiter le nombre de voies d'amplification, (500 par cm de détecteur dans ce cas), il est tentant d'utiliser une technique analogique. La division de charge résistive a été utilisée depuis fort longtemps. Elle consiste à relier les électrodes entre elles par des résistances et à lire les charges qui apparaissent aux deux bouts de la chaîne. Plus simple encore, on peut déposer une couche résistive sur toute la surface du détecteur. De telles structures sont utilisables et permettent une localisation en une ou deux dimensions lorsque le signal est intense, c'est à dire dans des applications où l'on détecte des flux et non des particules distinctes. Il suffit alors de quatre amplificateurs reliés à quatre électrodes linéaires déposées sur le périmètre du détecteur /64/. Une autre technique, la division capacitive évite le bruit supplémentaire dû aux résistances et se réalise facilement en ne connectant qu'une piste sur n à un préamplificateur. Les pistes étant naturellement couplées capacitivement, il n'est pas nécessaire d'ajouter des capacités. On peut comprendre le fonctionnement de ce montage en considérant que l'effet d'une

particule est de décharger l'une des capacités d'un réseau de capacités (Figure 28) dont deux extrémités sont des amplis de charge /65/c.

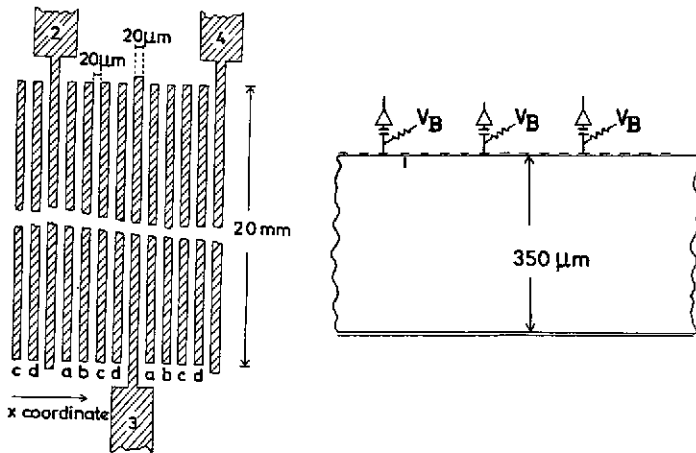


Figure 28 : Principe d'un détecteur micropistes

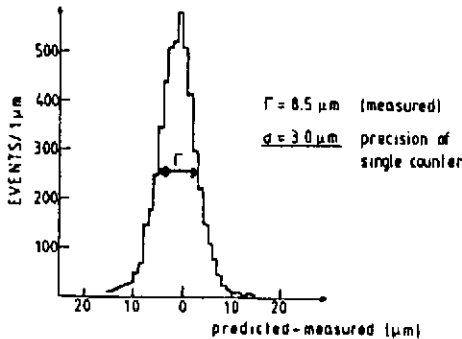


Figure 29 : Résolution obtenue avec un détecteur micropistes à pas de 20 μm

Ces détecteurs ont trouvé un domaine d'application privilégié pour la localisation des traces au voisinage de l'interaction primaire. Ils peuvent même servir de cible pour des expériences sur faisceau /65/b et être associés en piles afin de suivre les trajectoires /41/ /66/. Leur principale limitation tient évidemment à la difficulté de lire de très faibles charges (30 000 charges, soit moins de 5fC) sur un très grand nombre de voies. Il y a plusieurs approches technologiques pour tenter de résoudre ce problème : l'une consiste à emprunter à la technique des circuits hybrides pour rapporter sur le détecteur ou sur un substrat commun des préamplificateurs réalisés par les techniques standard d'intégration. Dans cette optique, plusieurs microcircuits regroupant de 16 à 128 voies de préamplification à bas bruit avec la mémorisation et le multiplexage ont été développés /67/. L'association de plusieurs détecteurs de quelques dizaines de cm^2 chacun est également possible et on peut penser que cette voie qui ne fait appel qu'à des technologies éprouvées poursuivra son développement. Une autre approche consiste à intégrer sur le détecteur lui-même la préamplification et une partie des circuits de lecture. Séduisante pour l'esprit, cette voie pose des problèmes de développement considérable ; malgré les apparences, la réalisation de détecteurs et celle de circuits intégrés ne sont pas des techniques complètement compatibles ; le matériau de départ est différent et le traitement (process) du circuit intégré ne préserve par automatiquement les qualités du matériau.

D'autres difficultés existent : un taux de production de circuits intégrés corrects de seulement 10% peut être acceptable sans catastrophe économique si la valeur ajoutée est assez élevée. C'est plus difficile à envisager si les substrats sont des détecteurs. Enfin et surtout, détecteurs et microcircuits ne sont habituellement pas développés par les mêmes industriels dans les mêmes salles blanches! Seuls des centres universitaires bien équipés semblent vouloir et pouvoir progresser sur cette voie ambitieuse./68/

8.2 Détecteurs à damiers (pads) et calorimétrie.

On ne cherche pas toujours la résolution ultime. La calorimétrie de particules de haute énergie s'accorde bien de détecteurs ayant une résolution de l'ordre du cm /69/. On se trouve devant un problème inverse du précédent. C'est le rapport signal sur bruit qui limite la surface élémentaire des détecteurs à quelques cm² (silicium de 300µm). Par contre les problèmes de connectique se simplifient, mais le coût devient une préoccupation essentielle dans la mesure où les surfaces que l'on souhaite couvrir s'expriment en dizaines de m² (voire en hectares!) Il semble aujourd'hui que la limite inférieure de coût soit d'une dizaine de francs par cm². A titre de comparaison, les cellules solaires reviennent à environ 0,2 franc/cm², mais ce sont des dispositifs très simples réalisés sur un matériau de très faible coût et produits massivement (300 000m² par an).

8.3 Les détecteurs à CCD

Les Dispositifs à Transfert de Charge (DTC ou Charge Coupled Devices, CCD)/70-73/ constituent une famille de dispositifs qui utilisent un même principe pour des fins différentes : les premiers sont des registres à décalage /74/ et les seconds sont des capteurs optiques qui associent une fonction capteur avec des registres à décalage de type CCD. Parmi ces capteurs optiques, ceux qui ont été développés pour la télévision, et qui remplacent progressivement les tubes vidicons des caméras portables, sont les plus intéressants parce qu'ils sont bidimensionnels et contiennent sur un même micro-circuit la préamplification et la lecture. La façon la plus naturelle de faire un détecteur à localisation consiste à réaliser une matrice de détecteurs élémentaires ou pixels et à les connecter dans un arrangement par lignes et par colonnes de façon qu'en sélectionnant une ligne *i* et une colonne *j* on vienne lire le détecteur (*i,j*). Plusieurs capteurs optiques expérimentaux ont utilisé ce principe /75/. Ils ont été abandonnés au profit des CCD, notamment parce que la capacité vue par l'entrée du préamplificateur est celle d'une ligne ou d'une colonne, ce qui conduit à un bruit inacceptable dès que le nombre de pixels devient grand (en imagerie TV, on vise de 10⁴ pixels à 10⁶ pixels pour la couleur et près de 10⁷ en haute définition)

Les CCD sont des dispositifs MOS dont chaque pixel est une capacité MOS désertée (§4.5) qui constitue une mémoire. Les pixels sont arrangés en ligne et la charge stockée dans chaque pixel peut être transférée vers le pixel voisin en commutant les potentiels des cellules voisines comme l'indique la figure 30. A la fin de la ligne, les charges défilent sous une électrode particulière qui est la grille d'un MOSFET à faible bruit. Le transfert de pixel à pixel est commandé par des horloges et le signal de sortie est donc l'image sérialisée du contenu en charge de tous les pixels. On réalise ainsi tout le read-out de la ligne avec un seul transistor. De plus, la capacité vue par ce transistor est celle du dernier élément et non comme avec les CID, celle de toute une ligne, d'où un bien meilleur rapport signal sur bruit.

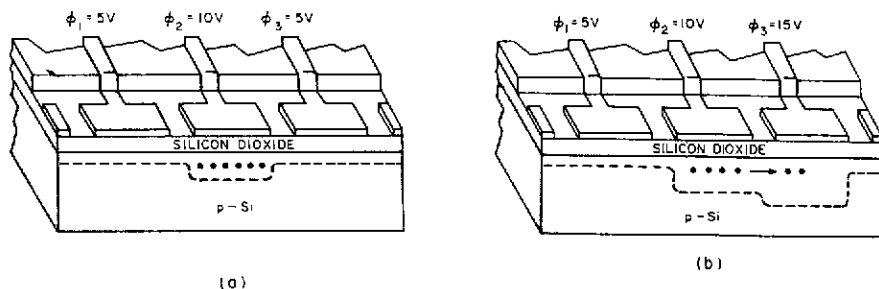


Figure 30 : Principe du transfert de charge.

On réalise un CCD à deux dimensions en associant autant de lignes de CCD qu'il le faut. Les CCD destinés à l'imagerie utilisent une ligne de CCD supplémentaires pour y transférer toutes les lignes à la

fréquence du balayage ligne et sérialiser ainsi la totalité des pixels (Cf ci-dessous le détail du processus). Il existe plusieurs autres méthodes d'organisation du transfert. L'unique transistor amplificateur délivre directement un signal vidéo. Malgré la simplicité des principes les CCD sont des circuits extrêmement sophistiqués. En pratique, les charges ne sont pas transférées en surface, mais dans un canal implanté de façon à éviter les problèmes de piègeage en surface. On évite la diffusion de ligne à ligne par l'implantation de zones dopées qui créent un potentiel confinant les charges dans une ligne. La fonction de détection optique est séparée de la fonction de transfert. Finalement les CCD industriels sont des circuits de petite dimension (inférieure au cm^2) qui ne sont pas facilement utilisables tels quels en détection de particules. Les CCD spécialement conçus pour la détection risquent de ne pas bénéficier de l'effet de production de masse sur les coûts et de rester des dispositifs coûteux. La possibilité de d'utiliser des CCD en détection de particules au minimum a été démontrée en 1983, /41/. Dans le dispositif considéré, figure 31, les lignes sont verticales et sont simultanément transférées, d'un pixel à la fois vers le CCD inférieur. La fréquence de l'horloge I est la fréquence ligne (lente). Les phases de l'horloge R rapide assurent le transfert vers l'amplificateur de sortie. Les pixels mesurent $22 \times 27 \mu\text{m}$. La précision mesurée de l'ordre de $5 \mu\text{m}$ et la résolution entre traces de $40 \mu\text{m}$. Pour détecter le minimum d'ionisation, et diminuer le bruit de génération, le dispositif est employé refroidi à l'azote liquide. Le temps de lecture est de 50ms.

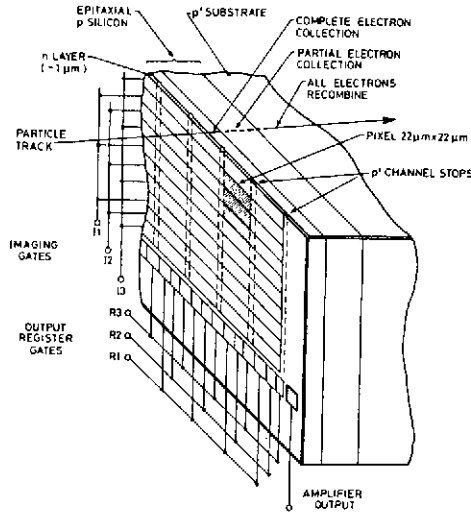


Figure 31 : Détecteur CCD (d'après /24/)

8.4 Chambres à dérives solides

Devant la complexité de réalisation de composants qui ont des millions de pixels, il est tentant d'avoir recours à des méthodes analogiques, d'autant que les CCD sont au départ des composants en partie analogique, puisque la charge transférée n'y est jamais quantifiée. Deux approches indépendantes ont été conduites dans cette voie. Partant des CCD optiques, le LEP /25/ a développé les RGS (Resistive gate sensor) où le transfert le long d'une ligne est réalisé par un gradient de champ électrique et non en commutant des potentiels. Un des objectifs visés était de réaliser des détecteurs d'électrons lents (quelques Kev) tels que les produisent les intensificateurs d'image. La conversion de ces électrons en paires électron-trou dans un détecteur à localisation en silicium donne un coefficient d'amplification qui atteint facilement 1000 (pour 3,6 KV) /64/. La technique a semble-t-il été abandonnée après des essais prometteurs pour des raisons de marché. Les chambres à dérive solides procèdent d'une approche différente /76/. Dans ces dispositifs, les électrons des paires créées par les particules sont confinés dans l'épaisseur d'une tranche de silicium à haute résistivité (Figure 32). Un champ longitudinal fait dériver latéralement ces électrons et assure en même temps l'extraction des majoritaires, donc la désertion. Avec un champ de 150V/cm , la vitesse de dérive est de $2 \mu\text{m/ns}$ et la précision de localisation atteint $10 \mu\text{m}$. Il est possible d'obtenir une localisation en deux dimensions en segmentant l'électrode de collection.

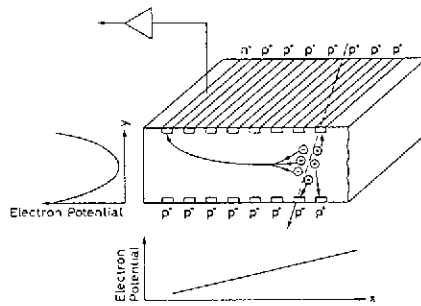


Figure 32 : Principe d'une chambre à dérive silicium.

9-DETECTEURS EN COUCHES MINCES - LES SEMICONDUCTEURS AMORPHES

Les techniques basées sur un matériau monocristallin sont limitées en surface et de coût élevé. La surface est limitée par la taille des lingots dans lesquels on scie les plaquettes. Les monocristaux sont de façon générale des matériaux de départ coûteux, parcequ'ils sont élaborés lentement et immobilisent donc longtemps les machines de tirage. Le silicium à haute résistivité réclame des étapes de purification additionnelles par rapport au silicium "de qualité électronique", ce qui en fait un produit spécial échappant aux lois du marché. La problématique des grandes surfaces à bas coût est bien connue depuis que l'industrie des cellules solaires a réussi à diviser les coûts par un facteur supérieur à 100 en une dizaine d'années. [77]/[78] Une partie des progrès accomplis est due à l'emploi de matériaux de moindre coût, s'éloignant beaucoup du cristal idéal, mais ayant des performances électroniques suffisantes pour l'application considérée, ce qui exige de bien cerner le rôle des différentes spécifications du matériau dans les performances finales du dispositif. Deux types de matériaux ont permis ces progrès, ce sont d'une part le silicium polycristallin massif et d'autre part les couches minces de silicium amorphe. L'emploi du silicium polycristallin solaire en détection a été signalé (§3.8 et /20/). Le principal inconvénient en est l'hétérogénéité, qui au premier ordre n'est pas un défaut pour le solaire. Le silicium amorphe est le plus étudié parmi les semiconducteurs en couches minces. Ici, les couches minces s'opposent aux tranches de matériau massif élaboré en lingot et donc d'épaisseur supérieure à 100 à 150 μm , limite inférieure de ce que l'on sait obtenir par sciage. Les couches minces que nous envisageons ici ont des épaisseurs de 1 à 50 microns. Les techniques de couches minces visent à utiliser peu de matière, mais elles permettent également de couvrir de grandes surfaces. De nombreux matériaux et de nombreuses techniques d'élaboration ont été étudiés pour produire soit des polycristallins comme Si, CdS, Cu_2S , CdTe, CdSe, CuInSe_2 , soit des amorphes parmi lesquels les éléments de la colonne IV : C, Si, Ge et Sn, et leurs alliages ont atteint le plus haut degré de développement, bien que d'autres composés comme GaAs soit aussi étudiés.

L'analogie avec les cellules solaires ne doit cependant pas être poussée trop loin. En effet, l'économie de la filière silicium amorphe par rapport aux filières cristallines est d'abord due à la réduction de l'épaisseur des cellules et celle-ci est possible du fait d'une propriété très particulière du silicium cristallin qui est un semiconducteur à transition indirecte donc absorbant peu la lumière, alors que le silicium amorphe se comporte comme un semiconducteur à transition directe. Cet avantage n'a pas de répercussion directe sur les détecteurs et l'économie que l'on peut espérer du silicium amorphe, à épaisseur donnée, est modeste. L'emploi de couches minces en détection se paye en sacrifiant d'autres performances : nous avons vu que l'épaisseur du détecteur intervient directement dans le rapport signal sur bruit. Si l'on accepte de diminuer l'épaisseur de la couche active, il faut donc également accepter de diminuer la surface du détecteur élémentaire. On est naturellement entraîné vers des détecteurs "pixellisés" et vers les problèmes considérables de lecture, de préamplification et de connectique. C'est néanmoins cette voie qui nous paraît la plus prometteuse et en tout cas la plus séduisante.

9.1 Les semiconducteurs amorphes

L'état amorphe n'est pas bien défini comme l'état cristallin. Il recouvre les solides dont la structure satisfait aux critères suivants : 1/ chaque atome a le même degré de coordination que dans le cristal, ainsi a-Si (pour silicium amorphe) et les amorphes de la colonne IV sont tétracoordonnés. 2/ Les caractéristiques de la liaison avec les premiers voisins (distance et angles) sont très proches de ce qu'elles sont dans le cristal, il y a donc un ordre à courte distance. 3/ La dispersion des positions des 2ème,

3ème, nième voisins croît avec leur éloignement, il n'y a pas d'ordre à longue distance /79/. On peut construire mentalement des *réseaux continus aléatoires* (Figure 33(a)) qui satisfont, mais pas de façon unique, à ces trois conditions. L'état amorphe ne correspond pas à la configuration la plus stable. On peut transformer un amorphe en cristallin par recuit, mais on ne peut pas passer continuellement d'un amorphe à un cristal par réarrangement local.

Les amorphes sont étudiés depuis fort longtemps. La première mention du silicium amorphe semble remonter au chimiste français, J.Ogier en 1879 /80/. Cependant ce matériau ne rencontra pas grand intérêt, jusqu'au moment (1970) où il fut produit sous forme hydrogéné : a-Si:H /81/ par la méthode de décomposition du silane dans un plasma. (§9.2.1). En effet, dans sa forme non hydrogénée, le silicium amorphe comporte un nombre important de liaisons anormales. En particulier, les liaisons non saturées, correspondent à des états quantiques susceptibles de lier un électron et sont donc des pièges dans la bande interdite, dont la densité peut facilement atteindre quelques %. Lorsque le matériau est élaboré en présence d'hydrogène, celui-ci sature les liaisons "pendantes" (dangling bonds) et on a constaté expérimentalement que a-Si:H avait un comportement de semiconducteur. Ce n'est cependant qu'en 1975, lorsque que Spear et LeComber /82/ démontrèrent la possibilité de le doper que l'on réalisa les potentialités de ce nouveau matériau. Peu de temps après Carlson et Wronski (1976) réalisèrent la première cellule solaire /83/. A partir de cette époque, une intense activité de recherche fondamentale et de R&D industrielle prit place en Europe, aux USA et au Japon. D'abord exclusivement tournée vers la réalisation de cellules solaires ou plus précisément de petits générateurs d'énergie utilisant la lumière, elle s'est diversifiée dans les cinq dernières années et c'est aujourd'hui une activité industrielle dont le chiffre d'affaires est de 500 10⁶\$ par an /84/. Parmi les thèmes d'applications, on peut citer :

- la conversion photovoltaïque, initialement confinée aux petits générateurs d'énergie dans le domaine du μ W au W, elle touche maintenant les centrales de plusieurs MW. La production annuelle mondiale est estimée à 20.000m² (1987) /85/.

- les écrans plats pour la télévision. Commerciaux en 6" et 9" ces écrans sont des afficheurs à cristaux liquides dont chaque pixel est commandé par un transistor en couche mince (TCM ou TFT comme Thin Film Transistor) réalisé en silicium amorphe /86/.

- les capteurs optiques. Des capteurs linéaires comportant plus de 2000 photodiodes dans une barette de 21cm, sont déjà au niveau industriel et sont utilisés pour des télécopieurs, photocopieurs numériques ou "scanners" (lecteurs optiques numériques). Ils évoluent vers une intégration complète des fonctions de sélection et de lecture. L'extension de ces capteurs au format A4 est un projet qui mobilise fortement les industriels du domaine.

- d'autres applications comme les tambours photosensibles pour photocopieurs ou encore les cibles de tubes vidicons sont au stade préindustriel.

En suivant l'histoire de beaucoup de ces applications, on peut voir que le démarrage se fait souvent en imitant une technologie cristalline pré-existante, mais que le développement se fait ensuite par des voies qui sont spécifiques des qualités et des défauts du silicium amorphe.

9.1.1 La structure de bandes dans les amorphes

Le mécanisme de formation des bandes d'énergie, tel que nous l'avons décrit au §1 n'est pas spécifique des matériaux cristallins. Il repose sur la levée de la dégénérescence des niveaux atomiques qui dépend surtout de l'interaction entre premiers voisins. La périodicité du réseau cristallin n'intervient que lorsque l'on considère le passage à $N \rightarrow \infty$, N étant le nombre d'atomes : si le milieu est périodique, la densité d'états est nulle dans la bande interdite. Par contre dans un milieu désordonné, la densité d'états décroît très vite en bord de bande mais ne s'annule pas. On considère que les "queues" de bande décroissent exponentiellement des bords de bande vers le centre de la bande interdite. Figure 33(b). Un autre effet contribue à créer une densité d'états dans le centre de la bande interdite, ce sont les liaisons pendantes. On montre en effet qu'il leur correspond des états en milieu de bande. On sait que ces états jouent un rôle majeur dans la durée de vie des porteurs et on utilise fréquemment la densité d'états au niveau de Fermi comme le premier indicateur de qualité des matériaux amorphes. Dans le silicium, les bons matériaux ont typiquement une densité d'états (profonds) de quelques $10^{15} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$. Bien que l'interaction Si-Si soit a priori la même dans le cristal et dans l'amorphe, on observe une grande différence dans la largeur de bande interdite (1,1eV dans le cristal et 1,75eV dans l'amorphe pour le silicium) et une forte dépendance entre le contenu en Hydrogène et Eg qui varie de 1,4eV à 1,8eV lorsque le contenu en hydrogène varie de 0 à 18%. On observe également, un changement important dans l'absorption optique qui révèle la disparition de la règle de sélection en k. Celle-ci n'a plus lieu de s'appliquer puisque k n'est plus un bon nombre quantique du fait de l'absence d'invariance par translation.

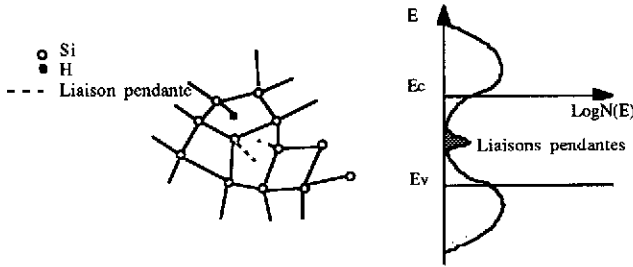


Figure 33: (a) Le réseau continu aléatoire, (b) Densité d'états dans le silicium amorphe

9.1.2 Etats localisés et délocalisés

Que le milieu soit ordonné ou non, on peut toujours imaginer que l'on ait résolu le modèle des liaisons fortes pour une valeur grande mais finie de N et que l'on ait trouvé N fonctions d'onde, combinaisons linéaires des N fonctions d'onde atomiques correspondant à un même état quantique. Ces fonctions d'onde s'étendent dans tout le solide et semblent donc délocalisées. Cependant l'analyse fine de telles fonctions d'onde /87/ a amené à préciser cette notion et à introduire une énergie critique, le seuil de mobilité E^*_c , au dessus de laquelle les fonctions d'onde sont délocalisées. Dans ce qui suit, nous confondrons ce seuil de mobilité et le bord inférieur E_c de la bande de conduction, et nous dirons donc que les états de queue de bande sont localisés, tout comme d'ailleurs les états profonds dus à des impuretés ou aux liaisons pendantes.

9.1.3 Mécanismes de transport

L'existence des états localisés de queue de bande perturbe fortement les mécanismes de conduction. En effet les porteurs peuvent être piégés dans ces états avec une probabilité d'autant plus grande qu'il s'agit d'états proches de E_c . Une fois piégés, ils peuvent soit être réémis thermiquement dans la bande de conduction, soit sauter par effet tunnel vers un autre état de queue de bande proche (dans l'espace et en énergie). Ce dernier mécanisme, dit de "hopping", est prédominant à basse température, mais on le considère comme négligeable à la température ordinaire. Le transport s'effectue donc, à la température selon le modèle illustré par la figure 34 qui correspond au modèle de multi-piégeage /88/.

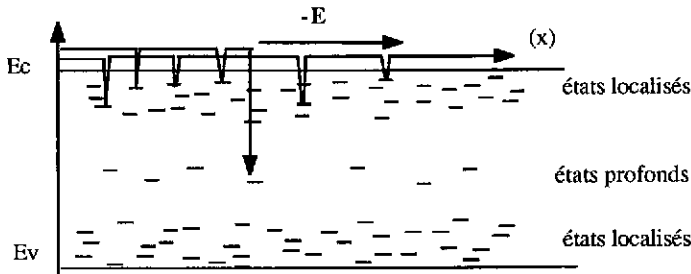


Figure 34 : Le transport électronique dans le modèle de piégeage multiple.

Puisque les porteurs ne se déplacent que lorsqu'ils sont dans la bande de conduction (ou plus précisément, au dessus du seuil de mobilité) on voit que leur mobilité moyenne ou mobilité "de dérive" est diminuée par rapport à la mobilité de bande de conduction par un facteur qui est simplement la fraction de leur temps passé dans la bande de conduction, soit :

$$\mu_d = \mu \frac{t_c}{t_c + t_p} \tag{60}$$

(t_c est le temps passé dans la bande de conduction et t_p le temps total passé dans les pièges)

Ce facteur dépend de la température et on voit que la mobilité est thermiquement activée, puisque la probabilité de piégeage à l'énergie E_p est $P_p(E_p) = v \sigma(E_p) N(E_p)$, qui ne dépend de T qu'à travers v , alors que la probabilité de dépiégeage dépend exponentiellement de la température : $P_{dep}(E_p) = n_0 \exp(-(E_c - E_p)/kT)$. Une autre conséquence est que les porteurs qui se sont piégés à une profondeur dans la bande interdite très supérieure à kT ont peu de chances d'être réémis. Si on injecte un paquet d'électrons en $z = 0$, au temps $t = 0$, on peut calculer à l'aide du modèle de multi-piégeage comment évolue ce paquet. A basse température, le résultat est très différent du transport avec diffusion dans un cristal ; en effet le paquet s'étale dans l'espace de façon dissymétrique, son front correspondant aux électrons qui n'ont jamais été piégés, et la queue aux électrons piégés profondément. On dit que le transport est *dispersif*. A la température ordinaire cependant, et dans les conditions usuelles, on peut considérer le transport comme *non dispersif*. Dans ce cas, on fait souvent l'approximation que tout se passe comme s'il y avait diffusion avec un coefficient de diffusion effectif $D_d = \mu_d kT/q$. Le piégeage profond est traité comme la perte d'une fraction des porteurs et pris en compte par une durée de vie de piégeage profond. Ces approximations sont d'une validité très limitée et il faudrait en principe analyser de façon détaillée chaque situation. Cela reste à faire pour les détecteurs.

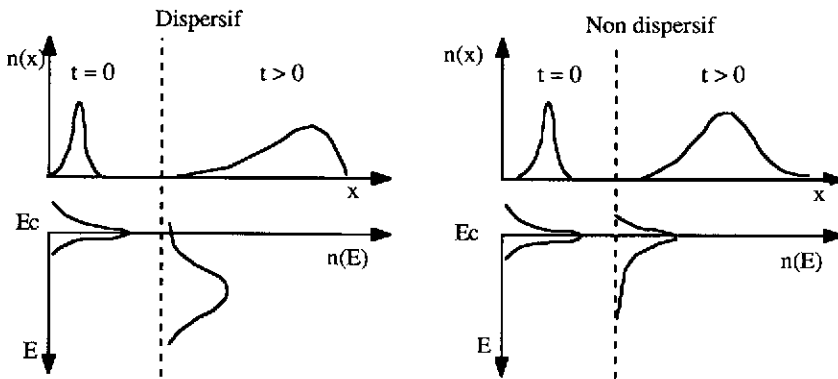


Figure 35 : transport dispersif et non dispersif.

Valeurs des mobilités et durées de vie dans le silicium amorphe hydrogéné à 300°K :

$$\begin{aligned} \mu_e &= 1 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} & \tau_e &= 10^{-5} \text{ s} \\ \mu_h &\approx 0,1 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} & \tau_h &= 10^{-7} \text{ s} \end{aligned}$$

9.1.4 Jonctions

Alors que les états de queue de bande contrôlent le transport, les états profonds contrôlent la courbure de bande d'une façon un peu analogue aux impuretés dopantes. (ceci ne s'applique en toute rigueur qu'aux situations de faible injection qui intéressent les détecteurs) Considérons un milieu intrinsèque. Le niveau de Fermi se trouve proche du milieu de bande interdite et les états de piège situés en dessous de $E_f - kT$ sont pratiquement tous occupés. Dans cette situation d'équilibre, le milieu est évidemment électriquement neutre. Au voisinage d'une interface quelconque, ou en présence de champ et à l'équilibre, les bords de bande se déplacent par rapport au niveau de Fermi, le déplacement au point d'abscisse z , $\Delta E(z)$, étant égal à $-qV(z)$ à une constante près. Pour un déplacement vers le bas, $\Delta E(z) < 0$, les pièges profonds, compris entre E_f et $E_f + \Delta E(z)$, se remplissent et deviennent négatifs. Pour un déplacement vers le haut, au contraire, les pièges compris entre E_f et $E_f - \Delta E(z)$ se vident et deviennent positifs. On se rappelle que la densité d'états profonds est de l'ordre de quelques $10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, alors que la densité de porteurs intrinsèques à 300°K n'est que de quelques 10^6 cm^{-3} . Un très faible déplacement $\Delta E(z)$, de 10meV par exemple, entraîne donc l'occupation, ou au contraire l'ionisation de 10^{13} cm^{-3} charges. On voit par conséquent que le mécanisme de courbure de bande au voisinage d'une jonction restera contrôlé par les impuretés dopantes dans le cas de forts dopages ($> 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) et de faibles courbures. Dans le cas de matériaux quasi-intrinsèques et/ou de fortes courbures, au contraire, la

courbure de bande sera d'abord contrôlée par la densité de pièges chargés. On peut alors écrire l'équation de Poisson pour le potentiel :

$$\Delta V(z) = - \frac{\rho_p(z)}{\epsilon\epsilon_0} \tag{61}$$

où $\rho_p(z)$ désigne la densité de charges piégées. En approximant la distribution de Fermi par son expression à 0°K et la densité d'états au voisinage du niveau de Fermi par une distribution constante : $N(E-E_f) = N^0$, on voit que le potentiel varie exponentiellement avec la variable d'espace. En effet :

$$\Delta V(z) = \frac{q N^0 V(z)}{\epsilon\epsilon_0} \quad \text{soit} \quad V(z) = V_0 \exp \left\{ \sqrt{\frac{q N^0}{\epsilon\epsilon_0}} z \right\} + \text{Const} \tag{62}$$

Le raisonnement ne s'applique qu'à l'équilibre ou au voisinage de celui-ci et il indique que les zones de charge d'espace ont une queue exponentielle, dont la longueur caractéristique est la longueur de Debye (26bis) équivalente à une densité de dopants $N_D = N^0 kT / q \cdot /89/$

La structure de base des détecteurs est la diode p-i-n. En effet la technique d'élaboration permet de réaliser cette structure aussi facilement que la diode p-n, et comme nous l'avons vu au §4, la structure p-i-n permet d'obtenir une zone active, où règne un champ électrique qui s'étend dans toute l'épaisseur de la couche i. Quelle est la distribution du potentiel électrique dans une structure p-i-n amorphe sous forte polarisation inverse? Pour répondre à cette question il faut étudier la cinétique de remplissage des pièges hors équilibre thermodynamique. Ceci peut se faire en étendant le modèle de Shockley-Read au cas d'une distribution continue de pièges /90/. Dans le cas d'un matériau quasi-intrinsèque et en négligeant les densités de porteurs libres, on trouve que le matériau reste partout neutre et se comporte donc comme un intrinsèque cristallin. En fait, le matériau non dopé standard est légèrement de type n et ceci ne semble pas dû à une pollution résiduelle. Le même modèle prédit alors que les pièges situés entre le niveau de Fermi à l'équilibre et le milieu de la bande interdite deviennent chargés (positivement dans le cas d'un matériau n). Dans le matériau standard, tout se passe alors comme pour un matériau dopé n, avec une densité de dopage équivalente de l'ordre de $(E_{fn} - E_i) \cdot N_0$ soit quelques 10^{14} charges par cm^3 , ce qui conduit à une largeur désertée de l'ordre de quelques microns pour 1 Volt. A notre connaissance il n'existe pas de publication examinant ce problème en détail. Le résultat de calculs numériques a été publié /91/, mais les hypothèses de la modélisation ne sont pas explicitées. Par ailleurs, on peut penser que le modèle de Shockley-Read qui décrit un équilibre local entre piégeage et dépiégeage n'est pas suffisant à fort champ électrique (au voisinage des interfaces) où des mécanismes d'injection ou de transition bande à bande par effet tunnel doivent intervenir.

Le courant inverse dans les p-i-n sous forte polarisation inverse n'a pas non plus fait l'objet d'analyse détaillée. Les arguments qui suivent constituent une tentative d'analyse qui n'a pas été confrontée de façon complète aux résultats expérimentaux. Comme on appliquera toujours une polarisation très élevée, on peut penser que dans les structures qui ont été utilisées jusqu'ici, le courant de fuite est dû à deux contributions : un courant de génération et un courant d'injection. Si on évalue le taux de génération comme au §4, soit $g = q n_i / 2\tau$ avec $n_i = 10^6 \text{cm}^{-3}$ et $\tau = 10^{-6} \text{s}$ on trouve un courant de génération de 10^8 charges par cm^2 pour $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur, soit 10pA/cm^2 , pratiquement négligeable. Les courants de fuite observés sont beaucoup plus élevés (200nA/cm^2 dans /92/). On peut donc penser qu'il s'agit de courants liés à l'injection de porteurs à travers les électrodes et qui peuvent s'expliquer par l'extrême finesse des zones p^+ ou n^+ . Prenons le cas d'un matériau n^+ de résistivité $10^{-3} \Omega\text{cm}$. Ceci correspond une densité de centres dopants de 10^{16}cm^{-3} . Pour une couche de 30nm d'épaisseur, cela correspond à 300 centres par μm^2 , ou encore un atome dopant pour une surface de $600 \times 600 \text{ \AA}^2$. Au niveau des porteurs une telle barrière apparaît sans doute comme une passoire! De fait le courant inverse obtenu avec des couches dopées plus épaisses est plus proche de 1nA/cm^2 . Pour des couches i très épaisses, de $300 \mu\text{m}$ par exemple, le courant de génération évalué ci-dessus atteindrait 3nA/cm^2 et serait dominant.

9.2 Techniques d'élaboration

De très nombreuses techniques d'élaboration ont été expérimentées. C'est la technique de décomposition du silane par plasma radio-fréquence et ses variantes qui restent les seules à permettre d'obtenir un matériau de bonne qualité. C'est donc cette technique, qui dérive directement de celle proposée par Carlson /93/ qui est utilisée dans l'industrie. De nombreuses autres méthodes ont cependant été étudiées, mais ne permettent pas d'obtenir un matériau de qualité équivalente. Citons l'évaporation sous vide suivie d'une post-hydrogénation, la décomposition thermique d'un gaz porteur, la pulvérisation cathodique.

9.2.1 Plasma RF

Elle est très simple dans son principe : le gaz porteur, le silane SiH_4 pour le silicium amorphe, est introduit dans une enceinte où règne une pression de 10 à 10mtorr. Une décharge est réalisée dans le gaz en établissant un champ électrique à 13,5MHz entre deux électrodes. (Figure 36)

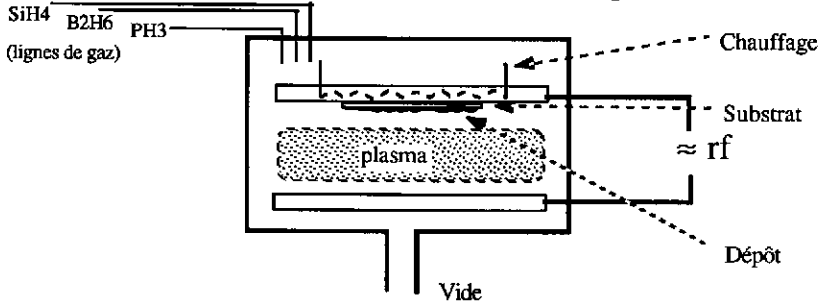


Figure 36 : Principe de l'élaboration du silicium amorphe hydrogéné par plasma RF

Les électrons du gaz dissocient les molécules de silane et produisent des ions et des radicaux SiH_3 , SiH_2 , SiH qui condensent sur un substrat porté par l'une des électrodes et maintenu à une température constante de l'ordre de 250°C. Sous cette apparente simplicité se dissimule en fait un ensemble de processus complexes qui ont été très étudiés depuis 1976 et qui sont compris pour l'essentiel. Les principales sections efficaces de dissociation ont été étudiées en fonction de l'énergie des électrons. Le bilan de ces réactions (Figure 37) a également été établi. Les réactions à la surface de la couche sont aussi complexes : on admet aujourd'hui que le processus qui conduit à la formation d'un bon matériau est l'accrochage de radicaux SiH_3 sur la surface tapissée d'hydrogène. L'incorporation se fait avec émission d'un ou de deux molécules d'hydrogène. Les radicaux SiH_2 peuvent aussi être incorporés dans la couche mais conduisent à un matériau peu dense, de mauvaise qualité. Les conditions de puissance RF, de température, de pression et la forme de la chambre à plasma influent sur le matériau. En particulier, la forme de la chambre joue sur le potentiel d'autopolarisation qui détermine l'énergie cinétique des ions. On a pu montrer qu'une énergie cinétique de quelques dizaines d'eV est nécessaire pour réaliser un bon matériau. Avec trop d'énergie les radicaux gravent la couche en formation, avec trop peu d'énergie, ils se fixent là où ils touchent la couche ce qui tend à former une couche poreuse.

REACTIONS DE SURFACE

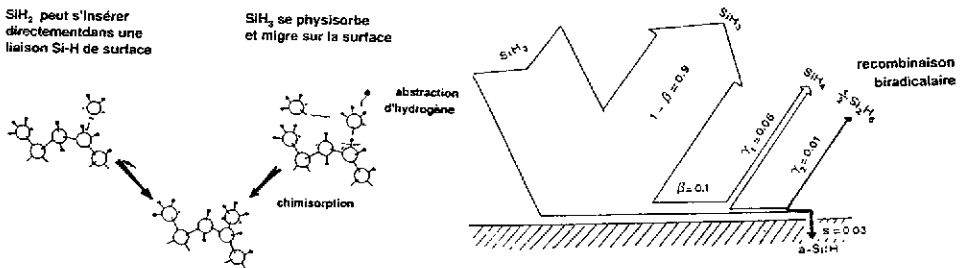


Figure 37 : Mécanismes de dissociation du silane (a) et d'interaction entre la couche et les radicaux (b)

Le dopage s'effectue simplement en introduisant dans le réacteur, en même temps que le silane, un autre gaz dopant. On utilise en particulier les hydrures tels que la Phosphine PH_3 pour le dopage n et le diborane B_2H_6 pour le dopage p. Les cinétiques de décomposition de ces gaz et d'incorporation des radicaux dans la couche sont cependant différentes de celles du silane et le dopage par le Bore n'est pas complètement compris. On constate que le nombre d'atomes introduits est très supérieur au nombre de centres dopants et que les qualités électroniques du matériau dopé sont inférieures à celles du matériau

intrinsèque /94/. Diverses autres techniques de dopage ont été étudiées soit à partir d'autres gaz porteurs comme le triméthylbore, soit à partir d'autres éléments comme le Gallium ou l'aluminium. On a également utilisé le Fluor en complément de l'hydrogène pour passiver le matériau. Aucune de ces variantes n'apparaît comme clairement supérieure.

On dépose suivant les mêmes principes une large gamme de matériaux différents comme le Carbone adamantin, le Germanium et surtout tous les alliages Si / Ge (bande interdite de 1,1 à 1,8eV) à partir du silane et du germane, Si / C (bandes interdites de 1,8 à 2,5 eV) à partir du silane et du méthane, ou encore Si / N à partir du silane et de l'ammoniac. Dans chaque cas il faut reprendre complètement la détermination des paramètres optimum de dépôt.

9.2.2 Paramètres de dépôt typiques :

Pression : 10 à 100mtorr

Température : de 150 à 250°C

Vitesse de dépôt : de 0,3 à 3µm/heure

Plasma RF : 13,5MHz, puissance quelques Watts par dm³

Substrats : le verre est le plus utilisé. L'inox est également employé industriellement ainsi que des films plastiques. En laboratoire on utilise aussi la silice, le silicium etc...La basse température de dépôt autorise pratiquement tous les substrats. Pour utiliser le substrat comme électrode, on le recouvre d'une couche de métal évaporé, 1000 à 2000 Å de chrome par exemple. Dans le cas de dispositifs optoélectroniques, on utilise souvent le substrat de verre comme fenêtre d'entrée. On réalise alors une électrode transparente en le revêtant d'une couche de quelques microns d'un oxyde semiconducteur transparent dégénéré comme SnO₂ ou encore l'oxyde d'indium et d'étain (ITO). Ces couches sont déposées préalablement par des techniques connues depuis longtemps par les verriers.

9.2.3 Machines de dépôt

De nombreuses structures de machines ont été réalisées et répondent à différentes exigences. Dans les machines industrielles, on cherche à couvrir de grandes surfaces avec une bonne uniformité (quelques %). Des surfaces de 30 x 30 ou 40 x40 cm² sont usuelles. Quelques machines sont beaucoup plus grandes (50 x 90cm²). Dans ces machines les substrats occupent pratiquement toute la surface de paroi pour limiter les pertes de silane. Certaines machines sont des multichambres disposées en ligne. Les substrats défilent dans les différentes chambres, chacune affectée à un type de dépôt (p, n ou i). Outre l'intérêt d'un processus continu, ces machines offrent l'avantage de ne jamais mélanger les différents gaz dopants dans la même chambre. Les machines de laboratoire visent plutôt à garantir une excellente propreté chimique, par un pompage poussé, un bon dégazage et une conception spécifique de l'alimentation en gaz, ainsi qu'à faciliter les processus de dépôt complexes par l'automatisation. Dans le réacteur ARCAM (Figure 38) utilisé pour produire nos détecteurs /95/, trois chambres à plasmas indépendantes normalement affectées aux matériaux i, p et n, sont disposées à 120°C dans une enceinte circulaire commune, isotherme. Un porte-substrats rotatif peut amener l'un quelconque parmi six substrats pour fermer l'une des trois chambres. (Un seul plasma est allumé à la fois). Un circuit de pompage spécial associé à la possibilité de dégazer toute l'enceinte assure de bonnes conditions de non-contamination.

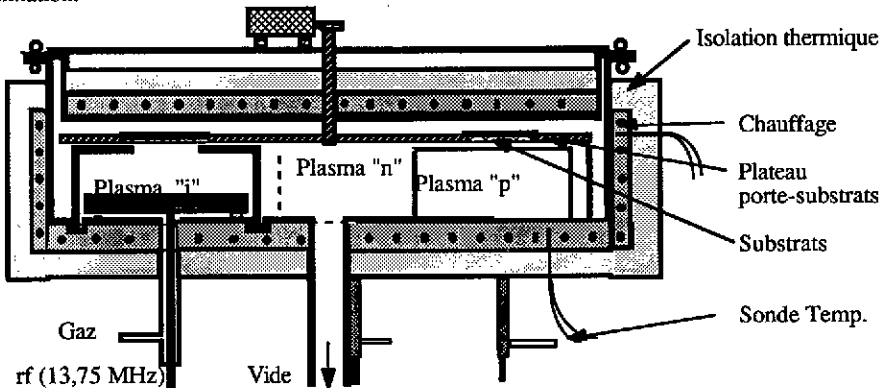


Figure 38 : le réacteur ARCAM

9.3 Résultats

Les résultats obtenus jusqu'ici concernent tous des particules ionisantes, alphas et protons. Mais le comportement des dispositifs avec des photons ou des électrons lents est bien connu et il n'y a aucune raison pour que l'extrapolation aux particules au minimum d'ionisation ne soit pas correcte. (Cf§9.4)

9.3.1 premiers résultats

Ils ont été obtenus par une collaboration Berkeley-Xerox 1986 /96-97/ utilisant des structures p-i-n sur verre recouvert de chrome, de 2 à 10 µm d'épaisseur et des alphas de 5,5 MeV. Des diodes Schottky ont aussi été essayées avec de moins bons résultats. Ces premiers résultats (Figure 39) présentaient deux aspects intrigants : 1/ la charge collectée croît linéairement avec la polarisation et 2/ la charge collectée est indépendante de l'épaisseur. Le premier point semblait contradictoire avec le fait que l'on considérait que des p-i-n photovoltaïques de 1µm étaient capables de collecter la plus grande partie des paires créées dans leur épaisseur, ce que l'on vérifiait couramment on constatant que le photocourant sature très rapidement sous polarisation inverse, vers une valeur à peine supérieure à celle du mode photovoltaïque. Le deuxième point confirmait en quelque sorte la contradiction et de plus suggérait qu'il était inutile de développer des couches plus épaisses pour améliorer la détection.

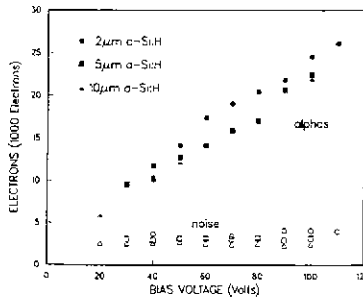


Figure 39 : Charge collectée en fonction de la polarisation pour différentes épaisseurs de dispositifs /96/

9.3.2 comportement en fonction de l'ionisation

Des résultats analogues ont été obtenus à l'Ecole Polytechnique /98/ avec des p-i-n de 3 à 4 µm réalisés avec le réacteur ARCAM. Pour tenter d'éclaircir le paradoxe précédent, nous avons choisi de travailler à épaisseur fixe et de faire varier l'ionisation des particules incidentes. Cette étude a été complétée en collaboration avec l'Université de Montréal /99/ en étendant le domaine d'ionisation vers le bas jusqu'à 7,5KeV/µm (protons de 12 MeV).

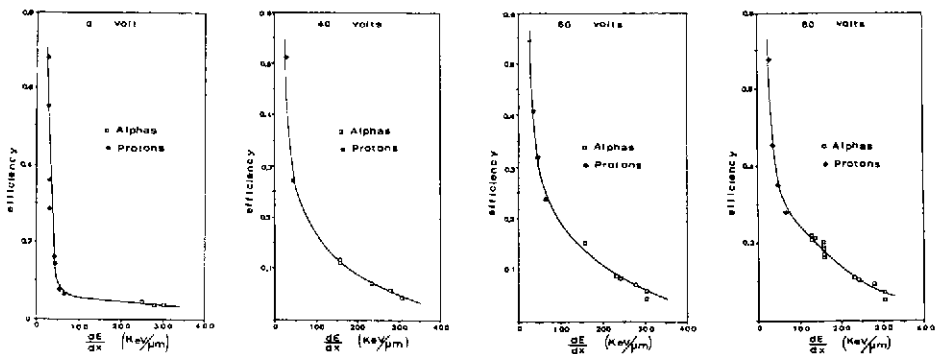


Figure 40 : Efficacité de collection en fonction de l'ionisation pour différentes polarisations /99/. L'ensemble de ces résultats met en évidence une très forte dépendance, en fonction de l'ionisation, de l'efficacité η , définie comme le rapport de la charge collectée sur la charge attendue dans une p-i-n parfaite, soit :

$$\eta = \frac{Q_{\text{coll}}}{Q_{\text{th}}} \quad \text{avec} \quad Q_{\text{th}} = \frac{q}{\epsilon_p} \left(\frac{dE}{dx} d \right) \quad (63)$$

(voir §5 et 6 la définition des notations) On constate que l'efficacité se rapproche de un, pour les plus faibles ionisations, mais peut tomber à 0,1 pour des alphas lents.

9.3.3 analyse du fonctionnement

Deux types de mécanismes peuvent être invoqués pour expliquer la non-linéarité du signal en fonction de l'ionisation et la décroissance de cette non-linéarité à très forte polarisation. Le premier est du type charge d'espace, c'est à dire concerne la modification du champ électrique dans le dispositif par les paires électron-trou créées par la particule incidente, c'est donc un effet plasma (§6) dont l'occurrence pour des ionisations relativement faibles s'explique par la faible valeur du coefficient de diffusion dans le silicium amorphe. Le second est lié à la recombinaison et au piégeage profond. Les deux ne sont malheureusement pas indépendants. De façon schématique, on peut imaginer le mécanisme suivant : supposons le champ électrique constant et la diffusion des porteurs négligeable. Alors, électrons et trous dérivent en sens inverse dans le champ électrique et génèrent ainsi un champ antagoniste. La collection des charges se ralentit, le trapping profond et la recombinaison peuvent devenir dominants. La mise en oeuvre de ce modèle est fortement dépendante du profil de champ électrique dans le dispositif dont on prévoit qu'il est loin d'être constant. Le profil de potentiel que l'on prévoit dans une p-i-n, compte tenu du fait que la zone i est en fait faiblement n, tend à favoriser l'accumulation des électrons vers l'interface n-i et par contre assure un balayage efficace des trous. Une analyse détaillée est en cours et on peut seulement dire qu'il semble possible d'expliquer les résultats sur la base de ce modèle. Remarquons enfin que l'évaluation quantitative de l'efficacité de collection suppose que l'on connaisse précisément l'énergie moyenne de création de paires ϵ_p . L'application de la formule de Klein donne $\epsilon_p \approx 6\text{eV}$. Les mesures actuelles sont en accord avec une telle prédiction, mais demandent à être précisées.

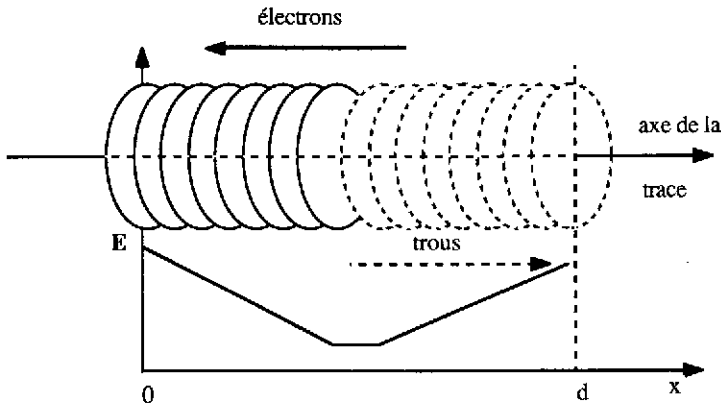


Figure 41 : effet plasma dans le silicium amorphe

9.4 Détection du minimum d'ionisation

On remarque que l'efficacité de collection remonte brutalement vers 1 pour les faibles ionisations. Il y a tout lieu de penser que toutes les charges peuvent être collectées pour les particules au minimum d'ionisation. Cependant des mesures réalisées avec des électrons de très basse énergie montrent que la charge collectée n'atteint pas la saturation même pour de très fortes polarisations /100/. (Figure 42). Ceci pourrait suggérer l'intervention d'un autre phénomène, la recombinaison géminée : les paires créées au seuil de l'énergie de création de paires restent faiblement liées et ne sont séparées que si le champ électrique est assez intense. Ce phénomène a été observé dans beaucoup de semiconducteurs amorphes

/101/. Cet effet entrainerait une dépendance de ϵ_p en fonction du champ électrique et serait surtout sensible dans les zones à faible champ électrique.

EBIC Collection efficiency versus polarization

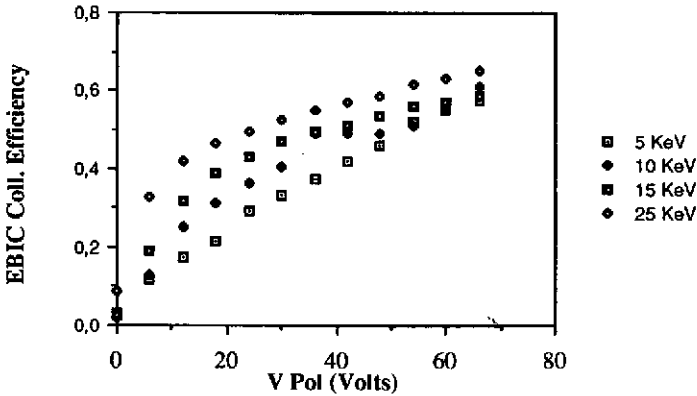


Figure 42 : efficacité de collection en fonction de la polarisation pour des électrons de très basse énergie.

Faisant abstraction de cette éventualité, on peut reprendre les arguments du §6 et évaluer le rapport signal sur bruit pour des particules au minimum et pour différentes géométries de détecteur. En prenant l'hypothèse pessimiste que le courant de fuite reste de l'ordre de 200nA/cm^2 , on trouve pour le rapport signal sur bruit en fonction du rapport w/L de l'épaisseur de la couche w au côté de l'élément détecteur L , les résultats donnés par la Figure 43.

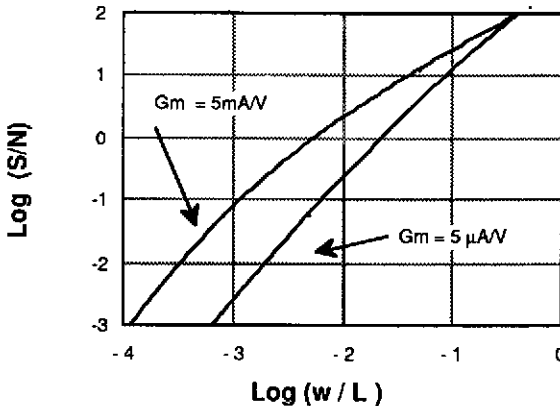


Figure 43 : le rapport signal sur bruit en fonction du rapport w/L de l'épaisseur de la couche au côté de l'élément détecteur pour deux types de FET préamplificateurs.

On voit que pour un bon FET, on obtient un rapport signal sur bruit supérieur à 10 dès que $w/L > 0,1$. Pour un FET de gain $5\text{ } \mu\text{A/V}$, ce qui est réalisable en silicium amorphe, on trouve $w/L > 0,05$. Dans les deux cas on conclut qu'une taille de pixel de l'ordre de $100 \times 100\text{ } \mu\text{m}^2$ et une épaisseur de couche de $50\text{ } \mu\text{m}$ doit permettre la détection du minimum d'ionisation. Le bruit en $1/f$ est négligé dans cette évaluation, mais des mesures de bruit faites sur nos dispositifs montrent que cette conclusion ne devrait pas être modifiée.

9.5 Perspectives

A partir des conclusions ci-dessus deux voies de développement peuvent être envisagées. La première consiste à réaliser des couches épaisses, de l'ordre de $300\text{ } \mu\text{m}$, pour retrouver des performances en sensibilité analogues à celles des détecteurs actuels en silicium monocristallin. C'est la voie que nous

appelons de substitution du silicium cristallin. L'autre voie consiste à utiliser les possibilités du silicium amorphe pour réaliser des détecteurs à grand nombre de pixels.

9.5.1 substitution au silicium cristallin

La technologie plasma autorise la réalisation de couches de bonne qualité de plusieurs centaines de microns /102/. Pour obtenir un champ suffisant dans toute l'épaisseur, on peut compenser la couche *i* par un léger dopage au Bore de façon à obtenir un matériau quasi-intrinsèque. Il n'est pas sûr que l'on réussisse alors à conserver la qualité du matériau et en particulier la durée de vie. Une autre approche, autorisée par les techniques de couches minces, consiste à alterner les dopages pour maintenir le champ électrique autour d'une valeur moyenne élevée et sensiblement constante (Figure 44). On évite ainsi le problème du champ critique qui limite l'épaisseur maximum utilisable dans les détecteurs cristallins (§8). Si l'on part d'un matériau non dopé, donc en fait *n*⁰, on peut alterner de très minces couches *p* pour contrôler le champ.

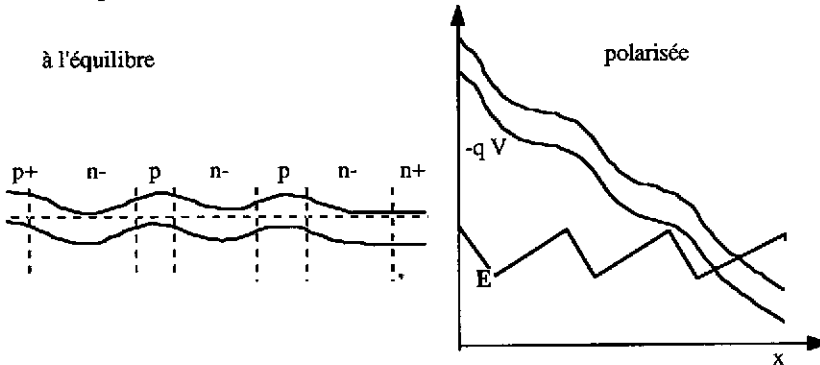


Figure 44 : Une possibilité pour réaliser des structures épaisses (100-300µm) en contrôlant le champ électrique.

L'effort de développement pour mettre au point de telles structures sur de grandes surfaces n'est probablement pas à négliger. Le silicium amorphe est un matériau contraint et on constate en général des problèmes de pelage pour les grandes épaisseurs. Par ailleurs, le coût final de telles couches est difficile à évaluer.

9.5.2 détecteurs "pixellisés"

La technique d'élaboration des semiconducteurs amorphes, conjuguée avec les techniques standard de la microélectronique permet de réaliser des dispositifs électroniques de grande surface comportant de grandes quantités (10^4 à 10^6) de composants actifs. En particulier, on sait réaliser facilement des transistors à effet de champ. Leurs caractéristiques sont certes, inférieures à celles de bons transistors classiques, en terme de gain ou de rapidité, mais elles peuvent leur être supérieures sur d'autres plans (courant on/off, tension source/drain) /103/. L'emploi de ces composants en "micro-électronique de grande surface" ne fait que commencer, néanmoins on peut s'inspirer de dispositifs existants pour concevoir des détecteurs réalisables dans l'état actuel de la technique. Un écran plat de télévision utilise un FET par pixel pour commander la charge des capacités commandant chaque pixel à cristaux liquides. (Figure 45a) On peut imaginer un dispositif similaire dans lequel chaque élément est un détecteur p-i-n de petite surface élémentaire (de 10×10 à $1000 \times 1000 \mu m^2$) auquel est associé un transistor MOSFET préamplificateur. La lecture se ferait par ligne et colonne, et dans un premier temps pourrait être réalisée dans une technologie hybride, par exemple en rapportant sur le détecteur des circuits intégrés, de façon analogue à ce qui s'est fait pour les lecteurs optiques linéaires. Une telle structure est tout à fait semblable à celles qui sont en cours de développement pour produire des capteurs optiques bidimensionnels au format A4. L'effort de développement et les moyens exigés pour le conduire à bien sont considérables et excèdent probablement ceux que peut déployer la Physique des Hautes Energies. La détection des rayons X /115/ pour les applications médicales et industrielles a des chances de constituer un type d'application intermédiaire, motivant pour les industriels et plus proche des besoins de la recherche. Bien entendu, de nombreuses autres structures sont possibles, de type CCD /103/d par exemple.

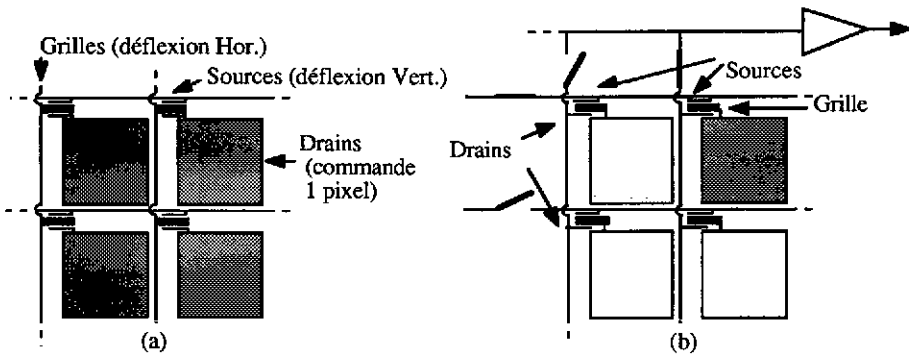


Figure 45 : La structure d'un écran à cristaux liquides (a) et un détecteur de structure similaire (b).

9.5.3 multicouches

Les dispositifs précédents ne tirent pas ou peu de profit de ce qui peut être la plus riche des potentialités des couches minces, à savoir celle de réaliser des structures verticales complexes en empilant des couches constituées de matériaux différemment dopés ou même de matériaux différents. Une telle possibilité n'existe pas avec les matériaux cristallins et dans les détecteurs usuels les couches dopées sont nécessairement en surface. Il existe cependant des techniques d'épitaxie, qui permettent de faire croître sur un cristal des couches de matériaux différents, mais seuls des matériaux présentant un bon accord de maille cristalline peuvent être associés et la technique reste extrêmement délicate. Plus récemment on a même réussi à réaliser des super-réseaux dont l'une des propriétés est de permettre de façonner des couches avec des caractéristiques de bande interdite et de transport électronique qui n'existent dans aucun matériau naturel. Ces techniques ouvrent la possibilité de nouveaux dispositifs, mais au prix d'une difficulté de réalisation extrême. La possibilité d'élaborer des dispositifs photodétecteurs présentant une amplification interne élevée, les photomultiplicateurs solides, est l'une de celle qui suscite le plus d'efforts /104//105/. Ces dispositifs (les APD, ou Avalanche Photodiode Devices ou encore les Stair-Case Photomultipliers) utilisent des couches alternées de matériaux III-V à bandes interdites différentes pour obtenir des décrochements abrupts de la bande de conduction tels qu'un électron puisse y acquérir sur une longueur de collision inélastique une énergie suffisante pour produire par ionisation par choc une paire électron-trou. Même avec un coefficient de multiplication α modeste à chaque interface, on peut obtenir un coefficient de multiplication considérable en empilant un grand nombre de couches. Le coefficient de multiplication dépend alors du nombre de couches N comme α^N et la polarisation n'est plus un paramètre critique comme dans les diodes à avalanche.

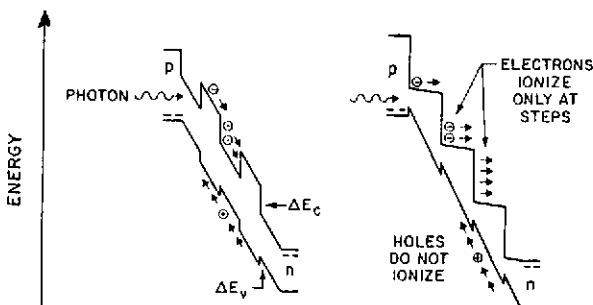


Figure 46 : Photomultiplicateurs solides à base de super-réseaux épitaxiés.

La réalisation de structures équivalentes par une technologie de couches minces amorphes a été récemment démontrée. Le dispositif décrit dans /106/ est une photodiode de 0,5 micron constituée d'un empilement de 20 couches alternées de a-Si:H et a-Si/C:H. Un gain allant jusqu'à 200 a pu être obtenu sous une polarisation de 20V (Figure 47(a)). Ce dispositif ne pose aucun problème vraiment critique de

réalisation, contrairement aux structures épitaxiées. Il n'y en effet pas de problème d'accord de maille et la gamme de matériaux que l'on sait produire est beaucoup plus variée. Par contre, le fonctionnement de ces multicouches amorphes n'est pas complètement compris ; en effet on considère souvent que la longueur de collision inélastique est trop courte pour permettre un coefficient de multiplication intéressant, si bien que les résultats obtenus posent des problèmes profonds touchant aux mécanismes de la conduction dans les milieux désordonnés. Si ces résultats se confirment comme il est probable, on doit pouvoir réaliser des couches de grande surface, dotées d'un coefficient de multiplication élevé, puisque l'épaisseur de la structure (et par conséquent le nombre d'interfaces) n'est pas limitée à une fraction de micron.

D'autres structures verticales, plus classiques sont d'ailleurs possibles : ainsi des transistors bipolaires n-p-n ou n-p-i. Un exemple de réalisation, avec un gain $\beta = 5$, peut être trouvé dans la référence /107/ (Figure 47(b)).

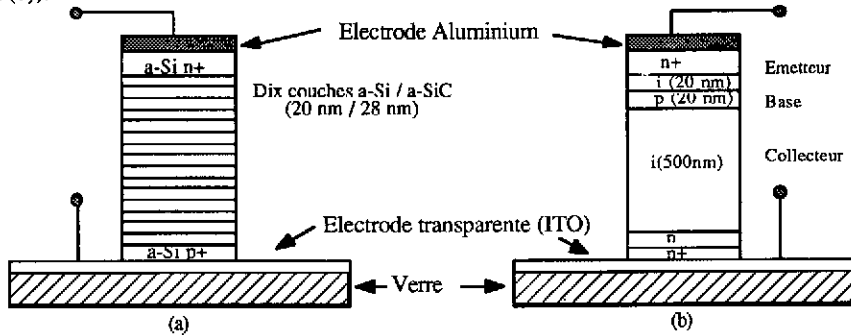


Figure 47 : Photomultiplicateur (a) et phototransistor (b) à base de semiconducteurs amorphes /106,107/.

Contrairement aux détecteurs "pixellisés" qui exigent pour leur réalisation la maîtrise des techniques de micro-lithographie en grande surface, ces structures ne demandent pas de moyens différents des réacteurs actuels comme l'ARCAM.

9.6 Conclusion

Après dix ans de développement, les semiconducteurs amorphes sont déjà utilisés dans de nombreux dispositifs électroniques de grande surface. La possibilité de les employer en détection a été démontrée et de nombreuses voies sont ouvertes pour produire des détecteurs solides sans équivalent existant. Leur mise au point exigera encore beaucoup d'efforts, et pour l'instant ce sont les applications industrielles qui servent de moteur à ce développement. Il est sans doute trop tôt pour envisager leur utilisation dans des expériences, mais il faut dès maintenant apprendre à employer ces semiconducteurs et à approfondir certains aspects de leur physique qui sont plus spécifiques de la détection des particules.

10 CONCLUSIONS

Les détecteurs à semiconducteurs connaissent depuis le début des années 80 un renouveau dû à la rencontre avec les techniques de la micro-électronique et au besoin de détecteurs à localisation très précis en Hautes Energies. Parallèlement, les techniques de couches minces ont fait leur apparition avec les semiconducteurs amorphes. D'un côté comme de l'autre, il reste beaucoup à faire pour répondre à la demande des grands détecteurs futurs, et pour y parvenir il faudra conjuguer une recherche de haut niveau sur les nouveaux matériaux semiconducteurs et un fort potentiel de développement technologique. Le but de ce cours était d'inciter à un nouvel effort de recherche. Mais il ne faudra pas oublier que des moyens technologiques importants sont aussi nécessaires. Une "joint venture" avec l'industrie est peut être la solution.

Remerciements

L'auteur tient à remercier A.Karar pour sa collaboration à la rédaction et la préparation de ce texte.

REFERENCES

- /1/ Taylor, J.M., *Semiconductor particle Detectors*, Butterworth, London (1983)
- /2/ Cavallari G., E.H.M.Heijne, P.Jarron, P.Lazeyras and M.Musso, Solid state detectors used for the Cern Neutrino flux monitoring, Proceedings of the Nuclear Science Symposium, San Francisco (1977)
- /2/b Heijne E.H.M., et al., IEEE trans. Nucl. Sci., NS 27 (1980) 272
- /3/ Equer B., M. Primout, Les détecteurs semiconducteurs en physique des particules, Gif 85, Ecole d'Été de Physique des Particules, Clermont-Ferrand, Ed. IN2P3 (1985)
- /4/ Damerell C.J.S., Developments in Solid State Vertex Detectors, *SLAC Summer Institute 1984*, Pub. Rutherford Lab.) (1984) RAL 84-123
- /5/ Leo W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, (1988)
- /5/b Charpak G., F. Sauli, High-resolution electronic particle detectors, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 34 (1984) 285-349
- /6/ Mathieu H., *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, Masson, (1987)
- /7/ Sapoval B., *Matériaux semiconducteurs*, Ed.Ecole Polytechnique, 1982
- /8/ Smith R.A., *Semiconductors*, 2nd Ed. Cambridge Univ. Press (reprinted 1979)
- /8/b Phillips J.C., *Bonds and Bands in Semiconductors*, Academic Press (1973)
- /9/ Sze S.M., *Physics of semiconductor devices*, J.Wiley, 2nd Ed (1981)
- /10/ Grove A.S., *Physique et technologie des dispositifs à semiconducteurs*, Dunod (1971)
- /11/ Wacker-Chemtronic GmbH, *Semiconductors Materials*, Documentation Technique
- /12/ Ciszek T.F., Silicon material quality and throughput : the high and the low, the fast and the slow, *SERI preprints for the 20th IEEE photovoltaic specialists conference*, (1988)
- /13/ Kemmer J. W. Wagner, Study of ion implanted Si pn-junction detectors with heavy ions, Preprint, (1980)
- /14/ Rawlings K.J., The generation lifetime in high resistivity silicon, Nuclear Inst. and Meth., A 260 (1987) 201-209
- /15/ Fontanelli F., P. Ramella, S. Vitale, Charge collection in partially depleted silicon detectors, Nuclear Inst. and Meth., A 269 (1988) 603-606
- /16/ Shaw M.P., Properties of junctions and barriers, Handbook on Semi-conductors, Vol. 4, *Device physics*, Ed. T.S. Moss, North-Holland (1981)
- /17/ Knoll G.F., *Radiation detection and measurement*, J. Wiley (1979)
- /18/ Henck R., Détecteurs au silicium pour électrons et rayons X - principes de fonctionnement, fabrication et performance, J. Microsc. Spectrosc. Electron., Vol. 9 (1984) 131-133
- /18/b Inter technique, Département Instrumentation et systèmes Nucléaires, Documentation technique
- /18/b Markevich N., I. Gertner, J. Felsteiner, Low energy X-ray and gamma spectroscopy using silicon PIN photodiodes, Nuclear Inst. and Meth., A 269 (1988) 219
- /19/ Laugier A., Les Photopiles solaires, Techniques et Documentation
- /20/ Liatard E. et al., Détection de produits de fission à l'aide de cellules photovoltaïques, Nuclear Inst. and Meth., A 267 (1988) 231
- /21/ Chern J.H., P. Yang, P. Pattnaik, J.A. Seitchik, Alpha-particle induced charge transfer between closely spaced memory cells, TI Engineering Journal, (1985) 33-49
- /21/b Shur M., K. Lee, R. Choe, E. Berger, Charge collection by drift during single particle upset, IEEE transactions on Nuclear Science, Vol. NS-33 n° 5 (1986) 1140-1146
- /22/ Madden T.C. and G.L.Miller, A particle detector providing charge gain by means of a form of local transistor action, *Semiconductor Nuclear Particle Detectors and Circuits*, Ed W.L.Brown et al, Publ.1593 Nat. Ac. Sciences, Washington (1969) 314
- /23/ Equer B., A. Karar, Emploi des capacités MOS en détection de particules, Rapport interne, Collège de France, LPC 86-18 (1986)
- /24/ Bailey R., C.J.S. Damerell, R.L. English, A.R. Gillman, A.L. Lintern, S.J. Watts, F.J. Wickens First measurement of efficiency and precision of CCD detectors for high energy physics, Nuclear Inst. and Meth., 213 (1983) 201-215
- /25/ Lemonier M., Étude des possibilités d'utilisation des CCD en détection des électrons, Thèse Paris (1984)
- /26/ Nicollian H.E. and J.R.Brew - *MOS Physics and technology*, J.Wiley (1982)
- /27/ Ciarlo D.R., MOSFET detector evaluation, IEEE Trans. on Nuclear Sci., (1974)
- /27/b Kalibjian R., D. Ciarlo et al., Time resolved X-ray detection using MOS detectors, IEEE Trans. on Nuclear Sci., 19-3 (1972) 339
- /27/c Ensell G., A. Holmes-Siedle, L. Adams, Thick oxide pMOSFET dosimeters for high energy radiation, Nuclear Inst. and Meth., A 269 (1988) 655

- /28/ Bruschi M., P. Calonaci, G. Poggi, N. Taccetti, High count rate particle spectroscopy with silicon surface-barrier detectors, Nuclear Inst. and Meth., A 267 (1988) 171
- /29/ Particle Data Group, Review of particle properties, Physics Letters 170B (1986)
- /30/ Chu W.K., Energy loss of charged particles, *Material characterization using ions beams*, Thomas/Cachard, NATO Publ. (1976)
- /31/ Jackson J.D., *Classical Electrodynamics*, J.Wiley, 2nd Ed. (1975)
- /32/ Landau L. and E.Lifchitz, *Théorie du champ*, MIR, Moscou
- /33/ Crispin A., G.N. Fowler, Density effect in the ionization energy loss of fast charged particles in matter, Review of modern Physics, Vol. 2 n° 3 (1970) 290-316
- /34/ Klein C.A., Bandgap dependence and related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors, J. Appl. Phys. 39, 2029 (1968) 2029-2038
- /34/b Fiebiger J.R., R.S.Muller, Pair-Production in Silicon and Germanium Bombarded with low-Energy Electrons, Journal Appl. Phys., Vol. 43 n° 7 (1972) 3202-3207
- /35/ Shockley W., Solid State Electronics, 2 (1961) 35
- /36/ Van Reedsbroek W., Theory of the yield and Fano factor of electron-hole pairs generated in semiconductors by high energy particles, Phys.Rev. 139,5A (1965) 1702
- /38/ Everhart T.E. and P.H.Hoff, Determination of Kilovolt Electron Energy Dissipation vs Penetration distance in Solid Materials, J. Appl. Phys. 42,5837 (1971)
- /39/ Egerton R.F., Electron Energy-Loss Spectroscopy in the electron microscope, Plenum press, New-York,1986
- /40/ Leamy H.J., Charge collection scanning electron microscopy, Journal Appl. Phys., Vol 53 n° 6 (1982) R51-R80
- /41/ Litke A. et al., A silicon strip vertex detector for the MARK II experiment at the SLAC linear collider, Nuclear Inst. and Meth., A 265 (1988) 93
- /42/ Hancock S. et al., Energy loss and energy-straggling of protons and Pions in the momentum range 0.7 to 115 GeV/c, CERN-DD/83/14, (To appear in Physical Rev. A,) (1983)
- /43/ Hancock S. et al., Energy loss distributions for single particles and several particles in a thin silicon absorber, CERN-DD/83/20, To appear in Nuclear Inst. and Meth., (1983) 1-19
- /44/ Allison W., J. Cobb, Ann. Rev. Nucl. Sci., 30 (1980) 253
- /45/ Hall G., Nucl. Instr. and Meth., 220 (1984) 356
- /46/ Andersen H.H.and J.F. Ziegler , Stopping and ranges of ions in Matter, Vol 3 Hydrogen Stopping Powers and Range in all elements, Pergamon Press 1980
- /46/b Littmark U., J.F. Ziegler, Stopping and ranges of ions in matter, *Handbook of range distributions for energetic ions in all elements*, Vol. 6, Pergamon Press (1980)
- /46/c Ziegler J.F., The stopping and ranges of ions in matter, *Handb. Stopping cross sections for energetic ions in all elements*, Vol. 5, Pergamon Press (1980)
- /47/ Tove P.A., W. Seibt, Plasma effects in semicond. detectors, Nuclear Inst. and Meth., 51 (1967) 261-269
- /47/b Seibt W., K.E. Sundström, P.A. Tove, Charge collection in silicon detectors for strongly ionizing particles, Nuclear Inst. and Meth., 113 (1973) 317-324
- /48/ Finch E.C., An analysis of the causes of the pulse height defect and its mass dependence for heavy-ion silicon detectors, Nuclear Inst. and Meth., 113 (1973) 41-49
- /49/ Buckingham M.J., Noise in electronic devices and systems, *Ed. Ellis Horwood* , (1983)
- /50/ Graffeul J., G. Blasquez, Caractérisation des matériaux et des composants semiconducteurs au moyen de mesures de bruit de fond, Acta Electronica, 25 n° 3 (1983) 261-279
- /50/b Van der Ziel A., Noise in solid-state devices and lasers, Proc. of the IEEE, Vol. 58 n° 8 (1970)
- /51/ Van der Ziel A., Unified presentation of 1/f noise in electronic devices : fundamental 1/f noise sources, Proc. of the IEEE, Vol 76 n° 3 (1988)
- /52/ Nicholson P.W., *Nuclear Electronics* , John Wiley (1974)
- /53/ Ramo S., Proc. IRE, 27 (1939) 584
- /54/ Vandamme L.K.J., R. Alabedra, M. Zommitti, 1/f noise as a reliability estimation for solar cells, Solid state electronics, Vol. 26 n° 7 (1983) 671-674
- /55/ Rodot M., Les matériaux semiconducteurs, Dunod, 1965
- /55/b *Handbook on semiconductors*, Vol 3, Materials, Properties and preparation, Ed.S.P.Keller,North-Holland,1982
- /56/ Siffert P., Détecteurs à semiconducteurs. Progrès récents, Congrès de la Soc. Française de Physique (1980)
- /57/ Lund J.C., F.Olschner, F.Sinclair and M.R.Squillante, Indium Phosphide Particle Detectors for Low Energy Solar Neutrino Spectroscopy, Internal Report, Radiation Monitoring Devices, Watertown, MA 02171.
- /58/ Olschner F, J.C.Lund, F.Sinclair, G.Entine, InP Semiconductor Neutrino Detector, Six Quaterly Technical Report, Radiation Monitoring Devices Inc, Watertown, MA 02171, (1987)

- /59/ Gibbons J.F., Ion Implantation, Handbook on Semi-conductors, Vol. 3, *Materials, properties and preparation*, Ed. S.P. Keller, North-Holland (1980)
- /60/ Dabrowski A.J. et al., Advantages and limitations of n-type low resistivity cadmium telluride detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, 170 (1978) 25-30
- /60/b Dabrowski A.J. et al., R. Triboulet, Y Marfaing, n-type cadmium telluride surface barrier nuclear detectors, *Revue de Phys. appliquée*, T. 12 (1977) 297
- /61/ Martini M., G. Ottaviani, Ramo's theorem and the energy balance equations in evaluating the current pulse from semiconductor detectors, *Nuclear Inst. and Meth.* 67, (1969) 177-178
- /61/b Cavalleri G., E. Gatti, G. Fabri, V. Svelto, Extension of Ramo's theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, 92 (1971) 137-140
- /62/ Barnett A.M. et al, Efficient silicon-film solar cells on low cost substrates, *Proceedings of the 8th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference*, Ed. I.Solomon, B.Equer and P.Helm, Kluwer Academic Publisher, (1988), p 149-155
- /63/ Heijne E., P. Jarron Silicon microstrip detectors, a new tool for high energy physics, CERN/EF 81-16, (1981)
- /64/ Rougeot H., G. Roziere, B. Driard, Intensified solid-state detector for light pulse barycenter reconstruction, *Advances in Electronics and Electron Physics*, Vol. 64A (1985) 123-132
- /65/ Hyams B. et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 205 (1983) 99
- /65/b Amendolia S.R. et al., A Ge-Si active target for measurement of short lifetimes, *Nuclear Inst. and Meth.*, 226 (1984)
- /65/c England J.B.A., B.D. Hyams, L. Hubbeling, J.C. Vermeulen, P. Weilhammer, Capacitive charge division read-out with a silicon strip detector, *Nucl. Instr. and Meth.*, 185 (1981) 43
- /66/ Heijne E.H.M., P. Jarron, Silicon detector development in Europe, *Europ. Org. Nuclear Research*, CERN/EF 88-15
- /67/ Heijne E.H.M., P. Jarron, A low noise CMOS integrated signal processor for multi-element particle detectors, *Europ. Org. Nuclear Research*, CERN/EF 88-5
- /67/b Jarron P., M. Goyot, *Nuclear Inst. and Meth.*, 226 (1984) 156-162
- /68/ Proceedings of the Workshop on Silicon Pixel Detectors, Leuven, (1988), to be published in NIM
- /69/ Borer K., et al., Construction and performance of a 1m² silicon detector in UA2, *Nuclear Inst. and Meth.*, A253 (1987) 548-557
- /69/b Coon D.D., L.Z. Liu, Position resolution in silicon sampling calorimeters, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 251 (1986) 457-460
- /70/ Beynon J.D.E., and D.R.Lamb, *Charge Coupled Devices and their applications*, Mac-Graw Hill (1980)
- /71/ Watts S.J., CCD vertex detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 265 (1988) 99
- /72/ Esser L.J.M., F.L.J. Sangster, Charge transfer devices, *Handbook on semiconductors*, 4 *North-Holland Pub.* (1981)
- /73/ Berger J.L., M. Blamoutier, J.L. Coutures, P. Descure, Y. Thenoz, Les dispositifs à transfert de charge, *Revue Technique TH-CSF*, Vol. 12 n° 1 (1980)
- /74/ Fanet H., *Techniques d'échantillonnage, dans cet ouvrage*
- /75/ Glasser J., F. Chazallet, *Les capteurs d'image à l'état solide*, *Compte-rendus conf. CIAME* (1984) 339
- /76/ Gatti E., P. Rehak, J.T. Walton, Silicon drift chambers -first results and optimum processing of signals, *Nuclear Inst. and Meth.*, 226 (1984) 129-141
- /77/ Callaghan W.T., Crystalline silicon Photovoltaic arrays : a final summary of flat-plate solar array project work, *7th E.C. Solar Energy Conference*, Ed. A.Goetzberger, W.Palz and G.Willeke, D.Reidel Pub (1987) 792-799
- /78/ Takahashi K., M. Konagai, *Amorphous silicon solar cells*, North Oxford Acad. (1983)
- /79/ Mott N.F., E.A. Davies, *Electronic processes in non-crystalline materials*, Clarendon press (1979)
- /80/ Ogier J., *Bl.Soc.Chim.*8,(1879),116
- /81/ Chittick R.C., *J.Non-cryst.Solids* 3 (1970),255
- /82/ Spear W.E. and P.G.Lecomber, *Solid State Comm.*,17 (1975) 1193
- /83/ Carlson D.E and C.R.Wronski, *Appl.Phys.Lett.*,29 (1976) 602
- /84/ Lecomber P.G., Non-photovoltaic Applications of Amorphous Silicon, *Proceedings of the 8th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference*, Ed. I.Solomon, B.Equer and P.Helm, Kluwer Academic Publisher, (1988), p 1229-1234
- /85/ Carlson D.E., *Proceedings of the 8th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference*, Ed. I.Solomon, B.Equer and P.Helm, Kluwer Academic Publisher, (1988), p 635
- /86/ Le Contellec M., F.Maurice, J.Richard, B.Vinouze and F.Richou, *Proceedings of the 12th ICALS*, *Jour. of Non-cryst. Solids* 97&98 (1987),297.

- /87/ Cf /79/
- /88/ Tiedje T., Informations about band-tails states from time-of-flight experiments., *Semiconductors and semimetals*, Vol 21, Part C (1984)
- /88/b Rose A., A simple classical approach to mobility in amorphous materials, *Physics of Disordered Materials*, Ed. Adler, Fritsche, Ovshinsky
- /89/ Solomon I, T. Dietl, Influence of interface charges on transport measurements in amorphous silicon films, *Le Journal de Physique*, T.39 (1978) 1241-1246
- /90/ Simmons J.G. and G.W. Taylor, *Phys.Rev. B*, (1971), 502
- /91/ Kaplan S.N., I.Fujieda, V.Perez-Mendez, S.Quesheri, W.Ward, and R.Street, London Conference on Position Sensitive Detectors, London (1987) London Conference on Position Sensitive Detectors (1987)
- /92/ Equer B., A. Karar, Effect of primary ionization in amorphous silicon detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 271 (1988) 574-584
- /93/ Carlson D.E and C.R.Wronski, *Appl.Phys.Lett.*, 29 (1976) 602
- /95/ Roca i Cabarrocas, B.Equer, J.Huc, A.Lloret and J.P.M. Schmitt, Plasma Optimisation for intrinsic and doped a-Si:H films, 7th Proc. 7th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conf., Ed. A.Goetzberger, W.Palz and G.Willeke, Reidel (1987)
- /96/ Kaplan S.N., J.R.Morel, T.A.Mulera, V.Perez-Mendez, G.Schnurmacher and R.Street, Detection of charged particles in amorphous silicon layers, *IEEE Trans.Nuclear Sci.*, NS33, N°1, (1986), 351
- /97/ Perez-Mendez V., J.R.Morel, S.N.Kaplan and R.Street, Detection of charged particles in amorphous silicon layers, *NIM* 252, (1986), p478
- /98/ Equer B., and A.Karar, Amorphous semiconductors for particle detection : Physical and technical limits and possibilities, Proc. of the Workshop on Silicon pixel detectors, (Juin 1988) to be published in *Nucl. Instr. and Methods*.
- /99/ Dubeau J., et al., Response of a-Si:H detectors to protons and alphas, *Amorphous Silicon Technology*, MRS Symposium Proceedings Vol 118, Ed. A.Madan, (1988), 439-444
- /100/ B.Equer, A.Karar, S.Najar, J.Andreu, Variable energy EBIC analysis of p-i-n devices, *Proceedings of the 8th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference*, Ed. I.Solomon, B.Equer and P.Helm, Kluwer Academic Publisher, (1988), p 908-913
- /101/ Noolandi J., Stochastic Theory of electron-hole transport and Recombination in Amorphous Materials, *Kinetics of non homogeneous process*, Gordon/Freeman
- /102/ Curtins H., N.Wyrsh, A.V Shah, *Electronics Letters*, 23, (1987) p 228
- /103/ Thomson M.J., Thin film transistors for large area electronics, *J. Vac.Sci. Technol.*, B 2 (4) (1984)
- /103/b Brunst G., H. Harms, J. Ashworth, et al., a-Si:H TFTs and their application in linear image sensors, *Proc. of the 12th int. conf. on amorphous and liquid semicond.* (1987) 1343
- /103/c Snell A.J., P.G. Lecomber, K.O. Mackenzie, W.E. Spear, A. Doghman, 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, (1983) 1190
- /103/d Kishida S., et al, Application of a-Si:H in CCDs, *Proc. of the 10th Int. Conf. on amorphous and liquid semiconductors*, (1983) 1281
- /104/ Capasso F., Physics of avalanche photodiodes, *Semicond. and semimetals.*, Ed. W.T. Tsang, Academic Press, Vol 2 (1985)
- /105/ Capasso F., Band-gap engineering for new photonic and electronic devices, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 265 (1988) 112-119
- /105/b Brennan K., Theory of the doped quantum well superlattice APD : a new solid-state photomultiplier, *IEEE journal of quantum electronics*, Vol. QE-22 n° 10 (1986) 1999-2016
- /106/ Shin-Cherng Jwo, Meng-Tsang Wu, Yean-Kuen Fang, Yu-Wen Chen, Jyh-Wong Hong, and Chun-Yen Chang, Amorphous Silicon/Silicon Carbide Superlattice Avalanche Photodiodes, *IEEE Transactions on Electron Devices* Vol 35,8(1988)1279-1282
- /107/ Wu B.S., Chun-Yen Chang, Yean-Yuen Fang, R.H. Lee, Amorphous Silicon Phototransistor on a Glass Substrate, *IEEE trans. on electron devices*, Vol.ED 32 n° 11, (1985) 2192-2196
- /108/ Hopfker W.K. et al., The checker board counter : a semiconductor dE/dx detector with position indication, *IEEE Trans. Nucl. Science* NS-13, Nr 3 (1966) 208
- /109/ Amendolia S.R. et al., A multi electrode silicon detector for high energy experiments, *Nuclear Inst. and Meth.*, 176 (1980) 457-460
- /110/ Heijne E.H.M., et al., A silicon surface barrier microstrip detector designed for high energy, *Nuclear Inst. and Meth.* 178, (1980) 331-343
- /111/ Heijne E., P. Jarron, A fast high resolution hodoscope using silicon microstrip detectors, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS 29 (1982) 2

- /111/ Sakamoto M., J. Okumura, Y. Kajiwara, H. Uchida, S. Kaneko, High speed and high resolution ISO A4 size amorphous Si:H contact linear image sensor, IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology, Vol. CHMT-7 n° 4 (1984) 429-433
- /112/ Kemmer J., Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process, Nuclear Inst. and Meth., 169 (1980) 499-502
- /112/b Kemmer J., Improvement of detector fabrication by the planar process, Nuclear Inst. and Meth., 226 (1984) 89-93
- /113/ Nakamura M., Y. Tomita, K. Niwa, T. Kondo, Radiation damage test of silicon multistrip detectors, Nuclear Inst. and Meth., A 270 (1988) 42
- /113/b Ohsugi T. et al., Radiation damage in silicon microstrip detectors, Nuclear Inst. and Meth., A 265 (1988) 105
- /113/c Wittenburg K., Radiation damage PIN-photodiodes, Nuclear Inst. and Meth., A 270 (1988) 56
- /114/ Tove P.D., K. Falk, Pulse formation and transit time of charge carriers in semicond. detectors, Nuclear Inst. and Meth., 51 (1967) 261-269
- /114/b Tuzzolino A.J., Two-dimensional position sensing Si detectors : current and charge pulse characteristics, Nuclear Inst. and Meth., A 270 (1988) 157
- /115/ Mochiki K., K.Hasegawa and S.Namatame, Amorphous silicon Position-sensitive Detector, NIM A273 (1988) 640-644
- /116/ Schneider U., B. Schröder, F. Finger, The creation of Metastable Defects in a-Si:H films by high dose irradiation with keV-Electrons, *Amorphous and liquid semiconductors*, (1987) 1-4
- /116/b French I.D., A.J. Snell, P.G. Lecomber, The effect of gamma irradiation on amorphous silicon field effect transistors, Journal Appl. Phys. A 31, (1983) 19-22