

SEMICONDUCTEURS

Avant-propos.

Le but de ce fascicule est de montrer la nature de phénomènes physiques qui ont lieu dans un semiconducteur. On ne peut pas expliquer les “trous” en disant bêtement que ce sont des électrons qui manquent (c’est une ânerie très répandue): si c’était le cas on pourrait faire des transistors avec des bouts de métal trouvés dans une poubelle au lieu d’être obligés d’utiliser des éléments particuliers purifiés à l’extrême et sous forme de monocristal presque parfait.

Pour comprendre une diode ou un transistor il faut commencer par connaître ce qu’est un électron, un atome, un cristal, le comportement d’un électron dans un cristal (qui donne lieu aux “trous” et au modèle des bandes). Il faut aussi connaître la distribution des électrons dans des niveaux d’énergie en fonction de la température, comprendre ce qu’est la diffusion et finalement les hypothèses simplificatrices de Shockley.

Voilà ce que nous allons traiter, en simplifiant énormément (peut-être trop), mais en suivant les modèles physiques utilisés actuellement.

Table de Matières.

Modèle ondulatoire de l'électron	1
Atome	2
Principe d'exclusion de Pauli	2
Cristal	3
Bandes d'énergie	4
Interaction électron-réseau cristallin	5
Trous	8
Bandes de valence, conduction et interdite	8
Niveau de Fermi	9
Semiconducteurs intrinsèques	10
Semiconducteurs extrinsèques	11
Dopage	11
Donneurs	11
Accepteurs	11
Diffusion	13
Trois exemples de diffusion	14
Longueur de Debye	15
Injection de minoritaires	16
Extraction de minoritaires	17
Jonction PN	18
Varicap	22
Diodes PIN	22
Diodes zener et avalanche	22
Diodes Gunn	23
Transistor à jonction	25
Transistors à effet de champ: JFET et MOSFET	30
Bibliographie	35

Modèle ondulatoire de d'électron.

Dans la majorité des métaux courants, les électrons responsables de la conduction (électrons libres) interagissent très faiblement avec les atomes et on peut les traiter comme des billes qui se déplacent librement entre deux chocs successifs avec des atomes. Ce modèle, d'électrons libres (appelé modèle de Sommerfeld) permet de traiter des phénomènes tels que l'effet Joule ou l'effet Hall (pas dans tous le cas). Par contre ce modèle échoue dans le cas des isolants, des semiconducteurs et dans le cas de quelques métaux à mauvais caractère comme le tungstène ou le cadmium. Pour ces autres cas il faut utiliser un modèle d'électron plus compliqué: le modèle ondulatoire.

Dans certains cas l'électron se comporte comme une particule (bille), dans d'autres cas l'électron se comporte comme une onde et, dans d'autres cas il se comporte *simultanément* comme une particule **et** comme une onde.

Note: Remarquez bien que nulle part on dit que l'électron est une particule ou que l'électron est une onde. On dit seulement "il se comporte comme si ...". Nous ne connaissons pas la Vraie nature de l'électron. Nous ne connaissons que son comportement et nous nous limitons à construire des modèles physiques qui expliquent le comportement. Remarquez que le fait de dire que "l'électron a un comportement ondulatoire" ne veut pas dire que l'électron soit une onde: on peut trouver un sport dans lequel l'athlète a un comportement ondulatoire alors que dans ce cas d'espèce nous avons peu de doutes sur la nature de l'athlète: il est plutôt une particule. (Trouvez de quel sport il s'agit).

Si vous voulez vous faire une image de l'électron qui soit plus proche du modèle couramment accepté, il faudrait l'imaginer comme un paquet d'ondes. Plus précisément, au lieu d'imaginer un canon à électrons (comme celui d'un oscilloscope ou celui d'un écran de TV) comme une mitrailleuse qui tirerait des balles, il faut plutôt l'imaginer comme une antenne d'un radar classique qui émettrait des paquets d'ondes, assez bien délimités dans l'espace. Évidemment les échelles ne sont pas les mêmes: les balles de la mitrailleuse mesureront quelques 10^{-11} mètres. De même, la dimension du paquet d'ondes du radar sera du même ordre de grandeur et la longueur d'onde du signal émis par le radar sera encore plus petite.

Ici il faut remarquer que la définition classique d'onde: "perturbation périodique d'un milieu" ne s'applique pas: la nature de l'onde associée à l'électron est complètement inconnue et de plus il n'y a pas plus de milieu que pour les ondes électromagnétiques. Ceci n'empêche pas que l'on sait calculer ces ondes, et prévoir le comportement de l'électron, car ces ondes ont une interprétation physique connue: l'intensité de ces ondes est égale à la densité de probabilité de trouver l'électron à un endroit donné.

On peut parfaire notre image de l'électron en l'imaginant comme un petit nuage aux bords flous. Là où le nuage est dense, la probabilité de trouver l'électron est grande, et sur les bords où le nuage est peu dense, la probabilité de trouver l'électron est faible.

Pour un électron libre (dans le vide) la longueur d'onde de l'onde associée à l'électron est:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

où h est la constante de Planck: $6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Joule} \cdot \text{sec}$ et p est le moment cinétique de l'électron (égal à la masse multipliée par la vitesse, pour des vitesses très inférieures à la vitesse de la lumière).

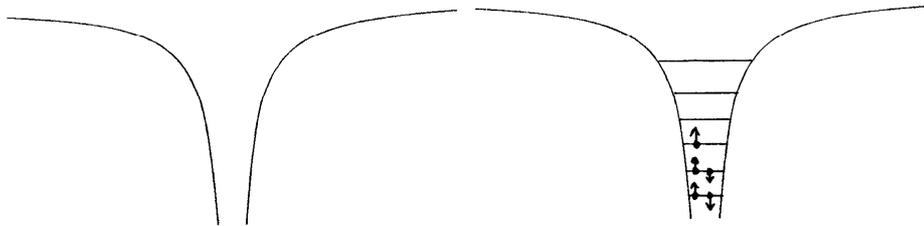
Quand l'électron n'est pas dans le vide (par exemple dans un atome, ou dans un solide), il "voit" le potentiel électrique produit par d'autres charges. Dans ce cas la longueur d'onde dépend du potentiel. La fonction d'onde de l'électron satisfait l'équation de Schrödinger:

$$\nabla^2 \psi - \frac{4\pi m}{h} V \psi + 2jm \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$$

Cette équation de Schrödinger est un des principaux *postulats* de la physique moderne. ψ est une fonction complexe et la probabilité de trouver l'électron dans un volume dv est: $\psi\psi^* dv$. (Ici ψ^* est la complexe conjuguée de ψ). Il ne faut pas croire que maintenant que nous connaissons l'équation différentielle qui décrit le comportement de l'électron, le gros du travail est fait. Bien au contraire, la solution de l'équation de Schrödinger est extrêmement difficile, sauf pour des cas très, très simples.

Atome.

Un atome est formé par le noyau et les électrons autour (je n'ai pas dit "qui tournent autour"). Dans le noyau on trouve des neutrons qui sont neutres électriquement et des protons, chargés positivement. Le noyau est très petit (de l'ordre de 10^{-12} mètres) et vu par les électrons il se comporte comme une charge ponctuelle. Le puits de potentiel du noyau a cette forme:



Prenons un électron à l'infini et laissons-le tomber dans le puits. L'électron perd de l'énergie potentielle en gagnant de l'énergie cinétique qu'il émet sous forme de radiation électromagnétique (photon). Le puits de potentiel se comporte comme une "boite métallique" pour l'onde de l'électron, et celui-ci ne peut prendre que des niveaux d'énergie pour lesquels l'onde forme une onde stationnaire à l'intérieur de la boite. Or il faut se souvenir que la longueur d'onde dépend de l'énergie potentielle de l'électron et que les dimensions de la "boite" en dépendent aussi mais pas de la même façon. Le résultat est que l'électron ne peut prendre que des niveaux d'énergie discrets pour lesquels les dimensions de la boite permettent un "mode d'oscillation" de l'onde de l'électron. Il s'avère que l'électron ne peut pas tomber indéfiniment et que il n'y a plus d'états possibles en dessous d'un certain niveau. Notre électron n'ira pas plus loin.

Note: dans ce modèle, qui est celui utilisé depuis 1926, l'électron n'est plus une bille qui tourne autour du noyau. Le modèle de Bohr, le petit système solaire miniature, a été abandonné depuis cette époque et n'est plus utilisée par des scientifiques.

Si le noyau de départ comportait un seul proton, nous avons fini la construction de l'atome: il est neutre et un autre électron ne peut "tomber" vers le noyau. Si le noyau comportait plus d'un proton nous pouvons rajouter des électrons. Remarquez que la forme de la boite vue par le deuxième électron n'est pas la même car le noyau est cette fois entouré d'une charge négative et, vu de loin, c'est comme s'il avait une charge positive en moins. Pour le deuxième électron la situation est similaire et il retombe au même niveau que le précédent.

Ce deuxième électron n'est pas identique au premier: son *spin* (moment magnétique) est de direction opposée. Ici il faut introduire le **principe d'exclusion de Pauli**: on ne peut pas avoir dans un même endroit de l'espace deux électrons avec les mêmes nombres quantiques. Dans notre cas les deux électrons occupent la même place dans l'espace et ont la même énergie, mais se différencient par leur spin.

On ne pourra pas rajouter un troisième au même niveau. Donc ce troisième restera au niveau immédiatement supérieur. Un quatrième électron pourra descendre aussi au même niveau, mais avec le spin opposé. Et ainsi de suite jusqu'au dernier électron. Remarquez que le dernier électron voit quelque chose qui ressemble à une seule charge positive. Son énergie sera proche de celle de l'électron de l'hydrogène, et les dimensions de l'atome seront aussi proches de l'atome d'hydrogène. Un atome d'uranium n'est pas beaucoup plus grand qu'un atome d'hydrogène.

La "forme" des électrons autour du noyau dépend du mode de la cavité.

Cristal.

Pour des raisons que nous verrons plus bas, l'énergie potentielle de plusieurs atomes est plus faible quand les atomes sont serrés les uns aux autres. Par contre on ne peut pas faire rentrer un atome dans un autre, précisément à cause du principe de Pauli: le nuage de probabilité des électrons similaires (mêmes nombres quantiques) ne peuvent pas s'interpénétrer. Donc les atomes se comportent comme des billes poisseuses: ils se collent ensemble, mais conservent une distance minimum entre leurs centres.

De quelle façon peut on arranger des atomes pour qu'ils soient le plus serrés possible ? Dans le cas d'un solide monodimensionnel la réponse est évidente: chaque atome collé à ses deux voisins. Dans le cas d'un solide bidimensionnel il faut que chaque atome soit entouré de six voisins formant un arrangement "hexagonal" qui est en fait rhomboïdal (losange).

Dans le cas tridimensionnel, la nature nous a réservé une surprise. En effet, pour un nombre petit d'atomes (quelques centaines ou quelques milliers) on peut serrer beaucoup les atomes, mais l'arrangement obtenu a une symétrie 5 (pentagonal). Or avec cet arrangement on ne peut pas remplir l'espace: Si l'on veut augmenter le nombre d'atomes on est obligés de "détasser" les atomes et d'utiliser un arrangement de symétrie 2,3,4 ou 6. Les arrangements d'atomes les plus denses sont des arrangements cubiques obtenus en entassant des plans "hexagonaux" les uns sur les autres en mettant un atome d'un plan sur un "puits" du plan voisin. Comme on ne peut remplir qu'un puits sur deux, on voit que l'on perd de la place. Une fois que l'on a posé un plan sur un autre, le troisième a deux possibilités. Cela donne lieu à deux arrangements très proches: le système cubique centré et le système cubique face centrée.

Cet arrangement d'atomes, obtenu à partir d'un motif de base (maille élémentaire) répété périodiquement est appelée un **cristal**.

Beaucoup d'éléments et de composés cristallisent dans un des systèmes cubiques (Ex: Cu, Si, NaCl, Fe, etc.). D'autres éléments ou composés le font dans d'autres arrangements, par exemple l'eau, le sucre ou le quartz sont hexagonaux. Encore d'autres ont plusieurs formes, suivant leur humeur, par exemple le carbone peut être cubique sous forme de diamant ou hexagonal sous forme de graphite.

Finalement il y a des cas dans lesquels l'arrangement des molécules ou des atomes n'est pas périodique. On dit que le corps est amorphe. C'est le cas du verre (et du cristal, qui n'est pas cristallin mais un verre!), du quartz fondu (solidifié), et de certains éléments ou composés qui habituellement sont cristallins, mais que l'on a fabriqué de sorte que les atomes ou molécules soient désordonnés, par exemple les fibres de carbone ou de bore utilisées dans des matériaux composites.

Les cristaux que l'on trouve dans la nature sont loin d'être parfaits. Ils sont pleins d'imperfections soit dans la composition, soit dans le positionnement des atomes. La nature excelle pour faire des patates, mais quand elle fait un cristal c'est aussi plutôt une patate. Sauf pour de très rares exceptions, la technique actuelle permet de fabriquer des cristaux avec très peu des défauts et nettement meilleurs que ceux trouvés dans la nature. Il faut parfois y mettre le prix, par exemple, on sait faire des diamants de un carat meilleurs que les naturels, mais leur fabrication revient plus chère que de les acheter place Vendôme.

Bandes d'énergie.

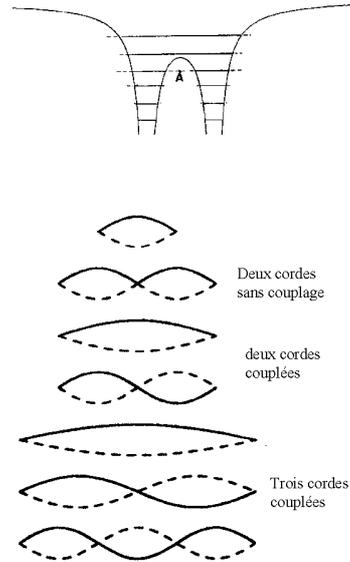
Revenons à notre solide.

Avant de construire un solide, commençons par mettre deux atomes à côté, à la “bonne” distance (la distance d'équilibre). Cette fois le puits de potentiel des deux noyaux aura la forme de la figure à droite. Revenons à nos “boîtes métalliques” formées par le puits de potentiel des noyaux. En fait le qualificatif “boîte métallique” est mal choisi. Les parois de la boîte ne sont pas matérielles (et pour cause).

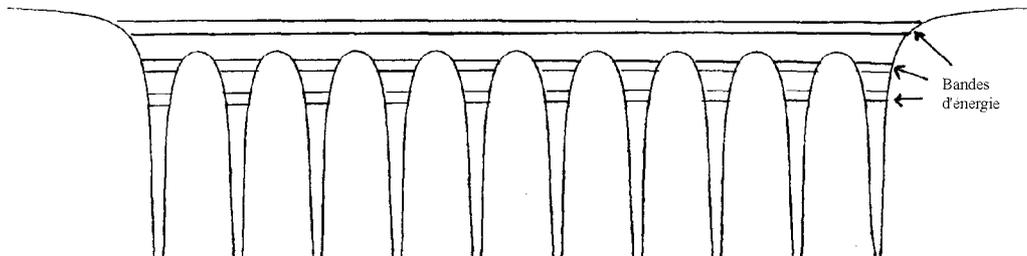
La fonction d'onde de l'électron ne s'arrête pas brusquement à la paroi du puits mais continue au-delà diminuant exponentiellement, comme une onde électromagnétique à l'entrée d'un guide trop petit. Ceci est appelé “l'effet tunnel”. C'est-à-dire, vous avez une probabilité non nulle de trouver l'électron au-delà de la paroi. Un électron qui arrive au point **A** de la figure peut continuer à droite ou à gauche indifféremment, autrement dit il peut changer d'atome. Mais cela change tout: si un électron à ce niveau d'énergie peut passer d'un atome à l'autre cela correspond à trouver une boîte plus grande, et à l'apparition d'un niveau d'énergie supplémentaire. Voir le parallèle avec deux cordes de guitare couplées ⁽¹⁾. Le fait d'avoir mis les atomes à côté a dédoublé l'état d'énergie et créé un nouveau plus bas. L'électron profitera et descendra rayonnant l'énergie disponible. Si nous voulons séparer à nouveau les atomes il faudra fournir cette énergie qui, d'ailleurs, peut être très importante. Ce type de liaison entre deux atomes qui se partagent des électrons est ce que les chimistes appellent “liaison covalente” et c'est elle qui fait que les molécules des gaz diatomiques tiennent ensemble (Ex: H_2 , O_2 , etc.)

Si nous rajoutons un troisième atome à notre futur cristal, les derniers électrons seront partagés entre les trois atomes et la “boîte” aura triplé de longueur. Résultat, on aura trois modes d'oscillation au lieu de 1, et le niveau d'énergie se trouvera cette fois séparé en trois.

À mesure que nous ajoutons des atomes nous créons des modes supplémentaires et si nous arrivons à 10^{10} atomes on aura un nombre de modes du même ordre de grandeur. Il faut voir que l'énergie de ces modes sont très proches car entre deux modes on a une variation relative de l'ordre de 10^{-10} , dans notre exemple. Or dans un cube de silicium de $10 \mu m$ d'arête il y a environ 10^{14} atomes de silicium. Les niveaux d'énergie résultat du dédoublement des niveaux s'étalent sur une énergie de quelques eV (1 électron-volt = $1,6 \cdot 10^{-19}$ joules). L'écart entre les niveaux sera de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-16} eV. Si l'on compare cette énergie à l'énergie thermique des électrons à la température ambiante ($\approx 25 meV$), on comprend que l'on appelle ces états un *quasi-continuum* d'états et que l'on appelle la zone d'énergie où se trouvent ces états une **bande d'énergie** et que l'on ne s'occupe plus des états individuels.



⁽¹⁾ Dans le dessin des cordes de guitare couplées, nous avons illustré le cas de couplage total. Dans ce cas les deux modes ont des fréquences très différentes. Dans le cas d'atomes, le couplage est faible et les deux fréquences sont plus proches. Comme dans le cas des circuits LC couplés ou des pendules couplés, plus le couplage est faible, plus les deux niveaux sont proches.

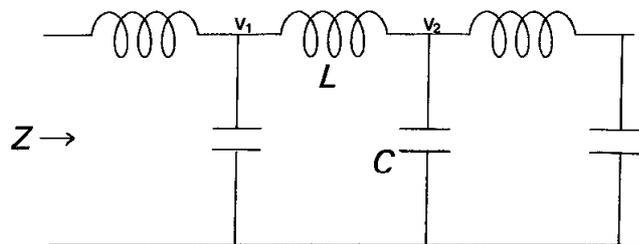


et le dédoublement est encore plus amusant. D'autant plus que les dimensions ne sont pas nécessairement les mêmes dans chaque direction. Conséquence, l'aspect des bandes peut changer suivant la direction, ce qui peut donner lieu à des bandes qui se superposent (en énergie).

Interaction d'un électron avec le réseau cristallin.

Un électron qui se déplace dans un réseau cristallin, le fait en passant d'une "boîte de résonance" à une autre, mais ceci produit un déphasage de l'onde associée à l'électron, c'est ce déphasage qui est responsable du comportement "bizarre" des électrons dans un semiconducteur, du comportement des "trous", des bandes interdites, etc. Ce déphasage dépend de l'énergie de l'électron et la vitesse de l'électron va être donnée par ce déphasage et il se passe des choses curieuses!

Évidemment le problème complet est beaucoup trop compliqué pour le traiter ici. Même en simplifiant à une seule dimension et en remplaçant le puits de potentiel des atomes par des puits carrés, la solution demande deux ou trois pages. Au lieu de cela, nous allons prendre un analogue que nous savons calculer ⁽²⁾: la transmission d'un signal le long d'une ligne formée par des éléments discrets. Chaque élément de la ligne est formé par une inductance L et une capacité C . La longueur de chaque élément de ligne est l .



Calculons l'impédance itérative Z de cette ligne.

$$Z = j\omega L + \frac{Z}{1 + j\omega CZ}$$

⁽²⁾ Notez que le type de filtre qui suit est un filtre passif qui est souvent utilisé entre l'étage de puissance et l'antenne dans des émetteurs. Il peut être aussi utilisée pour faire des lignes à retard (comme celles de 450 ns utilisées dans certains décodeurs, par exemple).

si l'on appelle $\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{LC}}$ on déduit:

$$Z = \frac{j\omega L}{2} \pm \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$$

Des deux solutions seule celle avec le signe + a du sens physique.

Calculons le rapport des tensions entre deux éléments successifs:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\frac{Z}{1+j\omega CZ}}{\frac{Z}{1+j\omega CZ} + j\omega L} = \frac{1}{1 + j\omega CZ}$$

(car le dénominateur du terme intermédiaire est égal à Z). On travaille avec l'inverse $\frac{V_1}{V_2}$, on remplace Z par la valeur trouvée plus haut et chaque produit LC par $\frac{4}{\omega_0^2}$:

$$\frac{V_1}{V_2} = 1 - 2 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + 2j \frac{\omega}{\omega_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$$

Si parallèlement on utilise les formules de propagation d'un signal, on peut écrire que la tension V sur la ligne dépendra du temps et de la position x sur la ligne de la façon suivante:

$$V = V_0 e^{j(\omega t - kx)}$$

en appliquant la formule à deux positions x_1 et x_2 séparées de ℓ on obtient:

$$V_2 = V_0 e^{j(\omega t - kx_2)}$$

$$V_1 = V_0 e^{j(\omega t - kx_1)}$$

$$\frac{V_1}{V_2} = e^{jk(x_2 - x_1)} = \cos(k\ell) + j \sin(k\ell)$$

Nous pouvons maintenant identifier $\cos k\ell$ avec $1 - 2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2$ et sortir $\frac{\omega}{\omega_0}$:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \sqrt{\frac{1 - \cos k\ell}{2}} = \sin \frac{k\ell}{2}$$

Maintenant que nous avons ω en fonction de k nous pouvons calculer la vitesse de groupe v_g (qui est la vitesse à laquelle se déplace l'information dans la ligne et l'électron dans le cristal):

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\omega_0 \ell}{2} \cos \frac{k\ell}{2} = \frac{\omega_0 \ell}{2} \sqrt{1 - \sin^2 \frac{k\ell}{2}} = \frac{\ell}{2} \sqrt{\omega_0^2 - \omega^2}$$

La vitesse de groupe décroît à mesure que la fréquence augmente et tombe à zéro pour $\omega = \omega_0$. A cette fréquence l'impédance de la ligne devient imaginaire pure: on ne peut pas injecter de la puissance dans la ligne, l'information ne passe pas et l'électron ne peut pas circuler dans le cristal. Nous sommes arrivés au début de la bande interdite.

L'analogie que nous avons utilisée est très grossière. Nous avons remplacé une boîte de résonance, qui a plusieurs modes d'oscillation par un seul circuit résonnant avec une seule fréquence de résonance. Nous avons trouvé une seule fréquence de coupure une seule bande permise et une seule bande interdite. Si le circuit utilisé avait été plus élaboré, avec plusieurs résonances, nous aurions trouvé plusieurs bandes permises et plusieurs bandes interdites. Essayons de voir ça de plus près.

L'électron subit un déphasage chaque fois qu'il passe d'un atome au suivant. Or l'électron peut avancer seulement si la phase au niveau de l'atome précédent est en avance par rapport à l'atome suivant, s'il est en retard il n'avance plus, il recule. Donc l'électron peut avancer pour des

énergies pour lesquels le déphasage correspond à avancer. Pour les autres déphasages il ne peut pas avancer (ni reculer, qui est avancer dans l'autre sens).

Et c'est ici où nous arrivons à la partie la plus intéressante. Dans notre analogie avec la ligne, quand l'énergie de l'électron augmente, sa longueur d'onde diminue et cela correspond à augmenter la fréquence. Or nous avons trouvé que quand la fréquence augmentait la vitesse diminuait. Autrement dit, quand l'énergie de l'électron augmente sa vitesse diminue. Voilà qui est nouveau. Jusqu'à présent l'énergie d'un corps en mouvement était: $E = \frac{mv^2}{2}$ et quand la vitesse augmentait l'énergie augmentait aussi. Pour l'électron dans le cristal c'est à l'inverse. La raison est que pour un corps libre l'expression $E = \frac{mv^2}{2}$ est valable, mais pour un électron dans un cristal il faut ajouter l'énergie d'interaction de l'électron avec le réseau $E = \frac{mv^2}{2} + E_{interaction}$ et cette fois tout peut arriver. Pour ces électrons à comportement "bizarre" quand on leur augmente leur énergie, leur longueur d'onde change de telle sorte que le déphasage entre atomes est tel que leur vitesse de groupe diminue. Ce ne sont pas des électrons libres et on ne peut pas les traiter comme tels.

Imposons un champ électrique sur le cristal. Si l'électron se déplace vers le + il perd de l'énergie potentielle et doit gagner autant en énergie (cinétique + interaction), mais ceci le fait diminuer de vitesse, au lieu de l'accélérer et il se comporte donc comme une particule *libre* de charge positive (il perd de la vitesse en allant vers le +). Ces électrons qui se comportent à l'envers des électrons libres ne sont pas des trous, mais sont la condition nécessaire à l'apparition des "trous".

Dans l'analogie grossière que nous avons fait, nous avons trouvé que l'électron se comportait toujours de façon "bizarre". Avec un calcul un peu moins naïf on trouve que le comportement "bizarre" n'a lieu que près du bord supérieur de la bande. Vers le bas et vers le milieu de la bande les électrons se comportent plutôt comme des électrons libres (pas tout à fait, néanmoins).

Examinons la conduction électrique suivant l'état de remplissage d'une bande.

- bande pleine.

Si nous appliquons un champ électrique au cristal, pour qu'il y ait conduction il faut qu'une partie des électrons changent de vitesse, ce qui demande qu'il changent de niveau d'énergie, mais si tous les niveaux sont déjà occupés, tout changement de niveau est impossible et la bande ne conduit pas. C'est le cas des diélectriques: ce ne sont pas les électrons qui manquent mais des niveaux vides ⁽³⁾.

- bande peu remplie.

Nous traitons le cas d'une bande remplie partiellement, mais de sorte que les derniers niveaux remplis sont loin du bord supérieur de la bande et que les électrons les plus énergétiques ont encore un comportement "normal".

Cette fois les électrons du bas ne trouveront toujours pas de niveaux proches où monter. Par contre les électrons les plus énergétiques trouveront des niveaux libres juste un peu au dessus, et monteront sans difficulté avec des champs petits. Comme ces électrons ont un comportement "normal", le cristal conduira normalement avec des électrons très similaires aux électrons libres. C'est le cas de la plupart des métaux (mais pas tous).

⁽³⁾ En appliquant un champ électrique suffisamment élevé on peut faire monter des électrons à une bande supérieure, mais comme l'énergie concernée est très grande cela fini souvent par un trou (une perforation) dans le diélectrique.

- bande presque pleine.

Imaginons pour commencer que la bande est pleine à un niveau près: il ne manque qu'un électron. Quand nous appliquons un champ, l'électron qui va pouvoir se déplacer va le faire vers le "−" (puisqu'il diminue de vitesse vers le "+"), donc le "trou" (la place libre) va se déplacer vers le "−".

Prenez une table, mettez des billes dessus, enlevez en une, inclinez la table et regardez dans quel sens se déplacent et les billes et le trou !

Donc quand manque un électron ce manque se déplace dans le sens qui prendrait une charge positive *libre*. Voilà ce qui va permettre de raisonner plus commodément: au lieu de travailler avec des électrons "bizarres" qui ralentissent quand on essaie de les accélérer, on va travailler avec des particules imaginaires, de charge positive et qui se comportent comme des particules libres: ce sont des **trous**. Il faut donc voir qu'un trou n'a pas d'existence physique, mais c'est seulement une façon commode de raisonner, avec des particules sages et ne pas être obligés de tenir compte du réseau à chaque instant. Mais pour qu'un trou existe il faut qu'il y ait une place de libre dans une bande et surtout que les électrons qui se trouvent à côté soient des électrons "bizarres".

Maintenant on peut comprendre pourquoi les trous ne sont pas l'exclusivité des semiconducteurs, et que l'on trouve des métaux (comme le tungstène ou le cadmium) dont la conduction est faite par des trous.

En résumé, si toutes les bandes sont complètement pleines ou complètement vides on a à faire à un diélectrique. Si la dernière bande non vide est peu remplie on a à faire à un métal à conduction par des électrons. Si la dernière bande non vide est presque pleine on a à faire aussi à un métal, mais conduisant par des trous.

Certains matériaux qui auraient dû être des diélectriques se trouvent être des métaux (ou de semi-métaux) du fait qu'une bande pleine recouvre partiellement une bande vide, et le matériau se comporte comme si la dernière bande était partiellement pleine.

Et les semiconducteurs ? Eh bien, il n'y a pas une frontière nette entre un diélectrique et un semiconducteur. En fait les semiconducteurs sont des diélectriques dont la bande interdite est petite. Comme *petite* ne veut rien dire, précisons que l'on considère comme des semiconducteurs des diélectriques dont la bande interdite va de quelques dixièmes d'électron-volt à quelques électrons-volts.

Dans un diélectrique, la dernière bande pleine reçoit le nom de **bande de valence**, et la prochaine bande permise (au dessus) **bande de conduction**. Dans un métal, la dernière bande partiellement remplie s'appelle **bande de conduction**. Dans un semiconducteur la bande de valence est celle située au dessous du niveau de Fermi (voir plus bas) et la bande de conduction est celle au dessus du niveau de Fermi. La bande située entre les deux est la **bande interdite** ou **gap**.

Niveau de Fermi.

Nous nous intéressons à la façon dont des niveaux d'énergie sont occupés par des électrons, en fonction de la température.

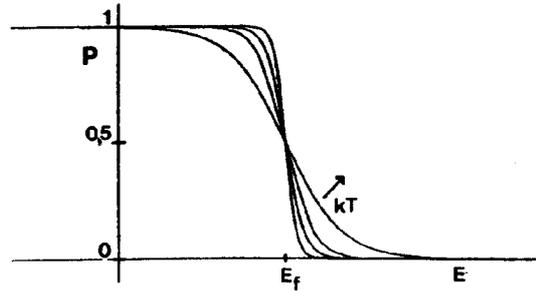
Avant de continuer, profitons pour expliquer ce qu'est la température.

Ce qui différencie un corps chaud d'un corps froid est l'état "d'agitation" de ses atomes et de ses électrons. Dans un corps chaud les atomes vibrent autour de leurs positions moyennes avec une amplitude d'autant plus grande que le corps est plus chaud. De même, les électrons libres (non liés à un atome) d'un solide ont une énergie cinétique égale à $\frac{3}{2}kT$ où k est la constante de Boltzman ($1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{joules}}{\text{°K}}$) et T est la température absolue. C'est la même chose pour les gaz. Les électrons restent en équilibre thermique avec les atomes par des chocs.

Il est un fait expérimental que dans la nature les choses tendent à se déplacer vers l'état d'énergie potentielle minimale (un corps couché est plus stable qu'un corps debout, une cartouche de dynamite est plus stable après avoir explosé). Une boîte avec du sable ou avec de l'eau prend sa situation d'équilibre avec le sable ou l'eau tassés en bas. Mais si l'on agite la boîte de façon permanente, l'eau ou le sable seront moins tassés.

Les électrons (en fait pour n'importe quel système) dans une bande d'énergie d'un solide très froid (à $0^\circ K$) se tassent en énergie et occupent les niveaux les plus bas. Ils ne peuvent pas se mettre tous dans le niveau le plus bas à cause du principe de Pauli. Par contre si l'on chauffe, les électrons, comme le sable ou l'eau dans la boîte, vont se détasser un peu surtout en haut. Nous ne donnerons pas ici la façon d'arriver à la distribution des électrons. Cette distribution fût étudié par Fermi qui montra que la probabilité p qu'un niveau d'énergie soit occupé est:

$$p = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}}$$



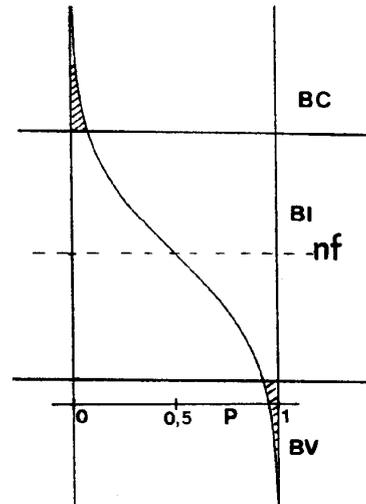
k et T sont toujours (et pour longtemps) la constante de Boltzman et la température absolue. E est l'énergie du niveau et E_f est l'énergie du **niveau de Fermi**. Le niveau de Fermi est en fait "le niveau moyen de l'eau" dans notre analogie avec de l'eau dans une boîte. Quand la boîte est froide c'est simplement le niveau de la surface de l'eau. Quand la boîte est agitée, on trouve de l'eau au dessus du niveau moyen et de l'air en dessous, mais le niveau moyen reste évidemment le même. En fait le niveau moyen de l'eau (agitée) est le niveau pour lequel la probabilité de trouver de l'eau est 50% .

On constate dans la formule précédente que pour $E = E_f$, la probabilité vaut $\frac{1}{2}$ et cela pour n'importe quelle température. Pour $E < E_f$ l'expression tend vers 1, surtout quand kT est petit devant E_f . Par contre, pour $E > E_f$ l'exposant est positif et la probabilité tend vers zéro quand E croit. Remarquons finalement que la courbe est symétrique autour du point $E = E_f$: si l'on tourne la courbe de 180° elle tombe sur elle même (on s'en servira plus tard).

Semiconducteurs intrinsèques.

On appelle semiconducteur intrinsèque un semiconducteur pur, avec une concentration d'impuretés très faible (en général bien inférieure à un atome d'impureté par 1000000 d'atomes de semiconducteur). Nous verrons plus loin que les semiconducteurs intrinsèques ne sont pas les plus utiles.

Où se situe le niveau de Fermi dans un semiconducteur intrinsèque ? Si l'on raisonne avec un semiconducteur à 0°K , la bande de valence est pleine et la bande de conduction vide. Suivant que l'on considère que le niveau de Fermi se situe là où la probabilité n'est plus 1 ou là où la probabilité n'est plus zéro, on serait tenté de placer le niveau de Fermi sur le bord supérieur de la bande de valence, ou sur le bord inférieur de la bande de conduction. En fait ce n'est ni l'un ni l'autre. Pour comprendre, augmentons la température du semiconducteur un peu. Les électrons vont se détacher un peu et quelques électrons vont monter de la bande de valence à la bande de conduction. À quelle hauteur faut-il positionner la courbe de Fermi, pour que les deux surfaces hachurées soient égales ? Les surfaces hachurées correspondent au nombre d'électrons qui sont montés de la bande de valence à la bande de conduction. Comme ce sont les mêmes électrons, les deux surfaces doivent être identiques. Comme la courbe est symétrique autour du point $\frac{1}{2}$ il faut que le niveau de Fermi soit placé au milieu de la bande interdite ⁽⁴⁾.



Dans un semiconducteur intrinsèque à 0°K , la bande de conduction est vide et la bande de valence est pleine: le semiconducteur ne conduit pas l'électricité. Par contre quand on chauffe un semiconducteur intrinsèque, des électrons vont monter de la bande de valence à la bande de conduction. Nous aurons alors des électrons qui peuvent conduire dans la bande de conduction. Mais de plus les électrons qui ont monté ont laissé des trous dans la bande de valence et ces trous (en réalité les électrons "bizarres" autour des trous) vont conduire aussi. La conductivité sera proportionnelle à la concentration des trous (dans la bande de valence) et des électrons (dans la bande de conduction). Comme la concentration dépend violemment de la température, la conduction aussi. Quand on chauffe un semiconducteur intrinsèque, la conductivité augmente exponentiellement. On comprend que ce type de semiconducteur ne soit utilisé que pour des applications marginales comme, par exemple, des thermistances.

A l'équilibre, l'occupation des niveaux est donnée par la fonction de Fermi. Cet équilibre est un équilibre dynamique: constamment les électrons sont en train de se recombiner avec des trous (= tomber dans la bande de valence), et constamment il y a des paires électron-trou qui se forment (= des électrons montent à la bande de conduction).

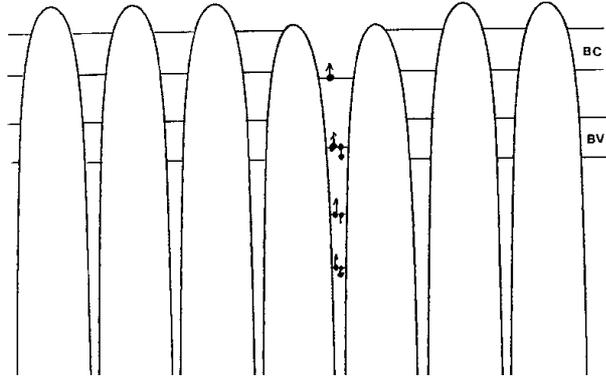
Il est possible, par divers moyens, de rompre l'équilibre et augmenter ou diminuer la concentration d'électrons ou des trous dans un solide. Si l'on augmente la concentration au delà de celle d'équilibre, il y aura plus de recombinaisons que de créations. A l'inverse, si la concentration est plus faible que celle d'équilibre, il y aura plus de créations que de recombinaisons. Un fois la perturbation retirée, la concentration tend vers l'équilibre thermique exponentiellement. La constante de temps dépend du matériau, et pour le silicium elle est assez grande (de l'ordre de la milliseconde).

Un semiconducteur extrinsèque est un semiconducteur auquel on a ajouté des impuretés connues dans une proportion connue. Le semiconducteur est dit **dopé**.

Quand on ajoute un atome étranger dans le réseau cristallin, les niveaux d'énergie des électrons de cet atome ne correspondent pas, en général, aux niveaux du cristal. Un des deux types d'impuretés que l'on utilise pour doper les semiconducteurs sont des **donneurs**. Parmi les niveaux d'énergie du donneur on doit en trouver un dans la bande interdite très près de la bande de conduction. Comme la concentration des donneurs est faible, les niveaux supplémentaires se trouvent suffisamment loin les uns des autres pour que l'effet tunnel soit négligeable et que les

⁽⁴⁾ En réalité ce n'est pas tout à fait exact: le nombre d'électrons dans chaque bande est en fait la somme du produit de la densité d'états par la probabilité qu'ils soient occupés. Comme la densité d'états n'est pas identique dans le bord supérieur de la bande de valence et dans le bord inférieur de la bande de conduction, le niveau de Fermi n'est pas placé exactement au milieu du gap. Mais la correction est très petite.

niveaux ne soient pas dédoublés et qu'ils forment une bande. Ce sont des niveaux isolés, et l'électron qui les occupe est lié à l'impureté.



Partons du semiconducteur à $0^\circ K$. La bande de valence est pleine, la bande de conduction est vide, et les électrons des niveaux donneurs occupent ces niveaux. Si maintenant on chauffe, une partie (négligeable) d'électrons de la bande de valence montera à la bande de conduction. Mais aussi une partie des électrons des niveaux donneurs vont monter à la bande de conduction. Or il faut se rappeler que: d'une part les niveaux donneurs sont très proches de la bande de conduction, et d'autre part le nombre d'électrons que l'on trouve dans un niveau est égal au produit du nombre de places disponibles par la probabilité donnée par la fonction de Fermi. Or Comme le nombre de places disponibles dans la bande de conduction est énorme par rapport au nombre de donneurs, même si la probabilité d'occupation des niveaux de la bande de conduction est plus faible que celle des niveaux donneurs, on trouvera beaucoup plus d'électrons dans la bande de conduction que chez les donneurs.

Donc cela veut dire, qu'il suffit de chauffer un peu pour que presque tous les électrons des atomes donneurs passent à la bande de conduction ⁽⁵⁾. Comme le gap (bande interdite) est beaucoup plus grand que la distance entre les centres donneurs et la bande de conduction, le nombre d'électrons montés de la bande de valence reste négligeable par rapport au nombre des donneurs et ceci jusqu'à des températures élevées (environ $400^\circ C$ pour le silicium utilisé dans les transistors). De ce fait la concentration de donneurs et la conductivité restent presque constantes en fonction de la température.

L'autre type d'impuretés utilisée sont de **accepteurs**. Ce sont des atomes qui créent des états vides légèrement au dessus de la bande de valence. Quand on chauffe, des électrons montent occuper ces états et laissent des trous dans la bande de valence. Ces trous permettent la conduction et, comme pour les donneurs, leur nombre reste presque constant avec la température.

Un semiconducteur dopé avec des donneurs est dit du **type N** parce que la conduction est due à des charges négatives. Un semiconducteur dopé avec des accepteurs est dit **type P**.

Il est facile de constater que le niveau de Fermi des semiconducteurs N se situe très près de la bande de conduction, et que dans les semiconducteurs type P il est près de la bande de valence.

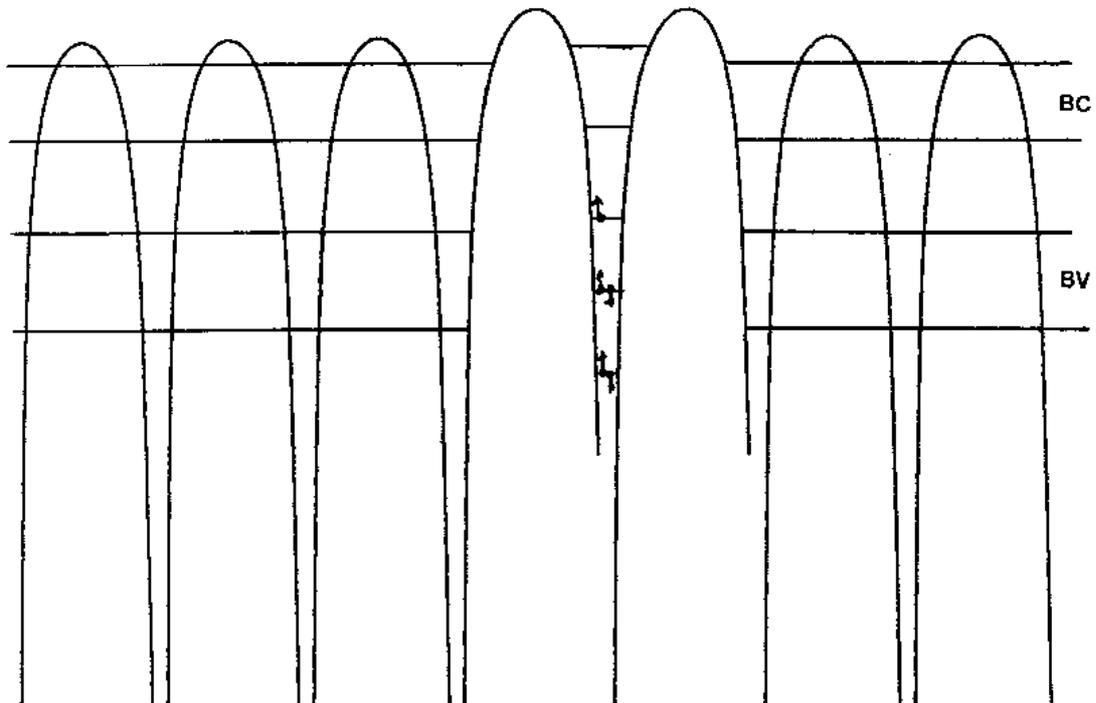
Pour calculer la concentration n d'électrons dans la bande de conduction, et la concentration p de trous dans la bande de valence il faut faire l'intégrale de la fonction de Fermi multipliée par la densité d'états. Le résultat est:

$$n = N_c e^{\frac{E_f}{kT}} \text{ et } p = N_v e^{-\frac{\Delta E + E_f}{kT}}$$

Dans ces deux formules E_f est toujours négatif et mesuré à partir du bord inférieur de la bande de conduction. ΔE est la largeur de la bande interdite (1,1 eV pour le Si). N_c et N_v sont des coefficients qui dépendent du matériau. k et T sont toujours la constante de Boltzmann et la

⁽⁵⁾ Pour fixer les idées, avec les impuretés utilisées pour le silicium, à partir de $10^\circ K$ tous les donneurs sont ionisés.

température absolue.



Diffusion.

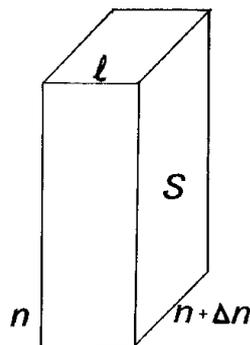
La diffusion est le fait que les choses concentrées tendent à s'étaler et à se déplacer (diffuser) vers les zones de faible concentration. Dans la vie de tous les jours on n'est pas conscient de ces phénomènes car ils sont masqués à l'échelle macroscopique par la convection. Néanmoins la diffusion est partout, et la plupart des processus biologiques sont régis par la diffusion, par exemple la transmission de signaux nerveux dans les synapses.

Si vous mettez de l'encre au fond d'un verre d'eau, toute l'eau finira par être teintée, à condition d'attendre le temps qu'il faut. Malheureusement il est difficile de mener cette expérience en étant sûr que c'est seulement la diffusion qui entre en jeu. La plupart des fois le mélange de l'encre et l'eau se fera par des mouvements de convection dus à des variations de température.

Les forces de diffusion peuvent être énormes, si le gradient de concentration est élevé. Par exemple dans une chambre à air, la concentration des molécules de gaz est plus élevée qu'à l'extérieur de ce fait dès que les molécules trouvent un passage elles se précipitent vers l'extérieur jusqu'à l'équilibre. Si la concentration est élevée il faut des forces très grandes pour empêcher les molécules de sortir, la preuve: le pneu a un aspect gonflé. Oui, oui, je devine ce que vous êtes en train de dire: "mais ce ne sont pas les forces de diffusion qui gonflent le pneu, c'est la pression!" Eh bien, c'est la même chose, dans ce cas, la pression n'est pas autre chose que la manifestation des forces de diffusion.

Imaginez un volume (par exemple un cube) de particules, par exemple des molécules, très froides, isolées dans le vide. Si elles sont suffisamment froides, elles ne bougent pas et la situation restera immuable. Par contre si nous les chauffons un peu, elles commenceront à s'agiter (rappelez-vous que la vitesse des particules augmente avec la température). Elles se cogneront entre elles. Celles placées près du centre recevront des chocs venant de toutes les directions uniformément, mais celles près du bord recevront plus de chocs venant de l'intérieur que venant de l'extérieur. Celles du bord ne recevront que des chocs venant de l'intérieur. Résultat, au bout d'un temps, le cube se sera étalé, ses bords seront plus flous, et ceci d'autant plus vite que la température est plus élevée, et que la vitesse des particules est plus grande.

Calculons maintenant le flux de particules dû à la diffusion. Pour cela prenons un parallélépipède près du bord du cube:



L'épaisseur du parallélépipède est l , et sa surface s . La concentration à gauche est n (particules par mètre³) et à droite est $n + \Delta n$. Nous allons faire les suppositions suivantes:

- le nombre de chocs venant de droite est proportionnel à la concentration à droite multipliée par la surface du parallélépipède.
- même supposition pour la gauche.
- les chocs venant de droite ou de gauche sont distribués uniformément parmi toutes les particules à l'intérieur du parallélépipède.

- la vitesse de dérive de l'ensemble de particules à l'intérieur du parallélépipède est proportionnelle à la différence des chocs par particule.

Donc le nombre de chocs sera:

$$Chocs_{gauche} = K_1(n + \Delta n)s$$

$$Chocs_{droite} = K_1ns$$

la vitesse sera:

$$v = \frac{K_2(Ch_{gauche} - Ch_{droite})}{nsl} = K_1K_2 \frac{\Delta n s}{nsl} = K_1K_2 \frac{\Delta n}{nl}$$

La densité de courant des particules est $J = nv$:

$$J = K_1K_2 \frac{\Delta n}{l}$$

si l'on fait tendre l vers zéro on obtient:

$$J = -D \frac{\partial n}{\partial x}$$

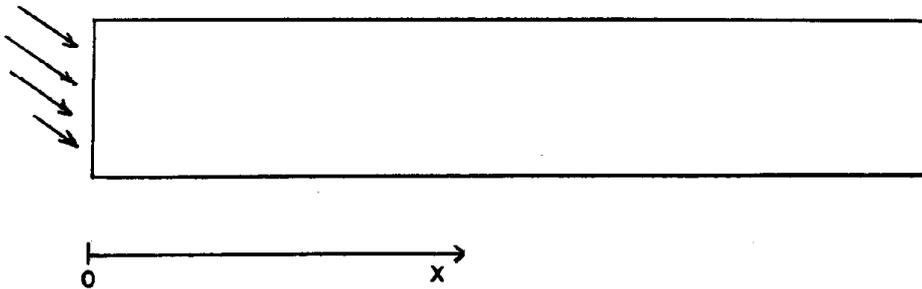
Le coefficient D est le **coefficient de diffusion**. Et la formule précédente est connue comme la formule de diffusion de Einstein (son auteur).

Comme nous le verrons plus loin, dans un semiconducteur, la conduction ohmique (c'est-à-dire due au champ électrique) joue un rôle négligeable. Presque toute la conduction est due à la diffusion des charges.

Trois exemples de diffusion.

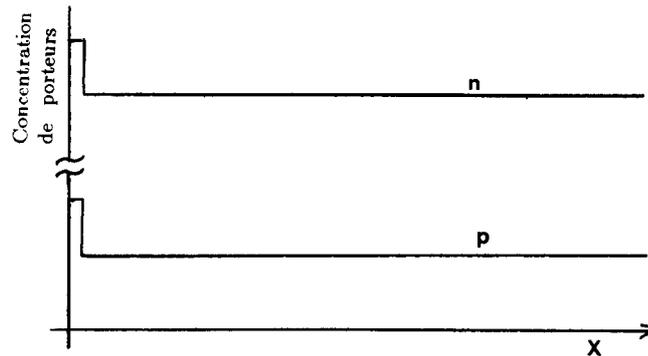
Premier exemple :

Prenons un barreau de silicium type N:

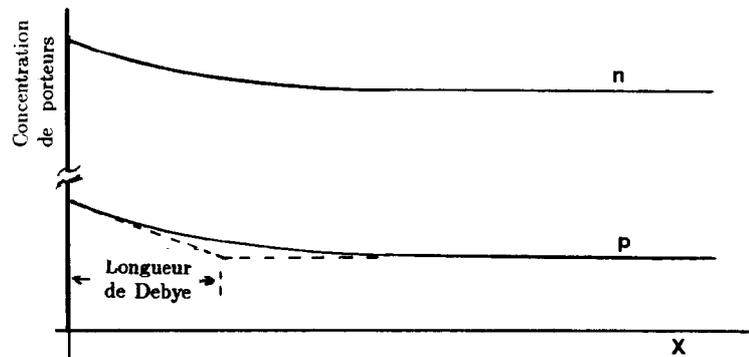


à l'extrémité de gauche nous allons créer des paires électron-trou (par exemple en éclairant l'extrémité avec de la lumière). Les photons transmettent leur énergie aux électrons de la bande de valence et les font monter dans la bande de conduction. Au début de l'éclairage nous aurons

une augmentation brusque du nombre d'électrons et des trous au niveau de la surface (*)

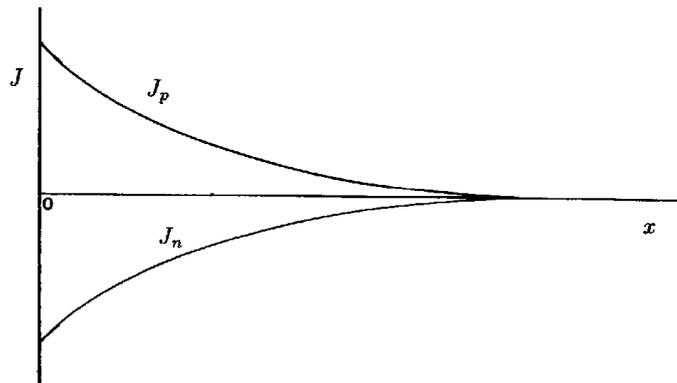


Maintenant deux choses vont se produire: d'une part, comme on trouve un gradient de concentration de majoritaires et de minoritaires, les deux vont diffuser vers la droite. D'autre part, comme les majoritaires et minoritaires sont en excès, la recombinaison sera plus grande que la création et, à mesure que l'on s'éloigne de la surface, la concentration retombera vers l'équilibre. Si l'on maintient un éclairage constant, les courbes de concentration seront des exponentielles:



la distance pour laquelle l'excès de concentration tombe d'un facteur $\frac{1}{e}$ dépend du matériau et reçoit le nom de **longueur de Debye**. Les densités de courants dûs aux électrons J_n et aux trous J_p seront données par les pentes des courbes de concentration des porteurs et auront l'allure suivante:

(*) A partir d'ici tous les dessins concernant la concentration des porteurs sont nécessairement trompeurs: le rapport de concentration entre porteurs majoritaires et porteurs minoritaires dans du silicium utilisé dans des dispositifs électroniques est d'au moins 10^4 . Je pourrais utiliser une échelle logarithmique, mais dans ce cas les incréments de n et de p qui sont presque identiques apparaîtraient très différents. Je garde une échelle linéaire, avec les axes verticaux coupés, et il faut imaginer que la ligne des majoritaires est de 10000 à 10^8 fois plus haute que la ligne des minoritaires. Faites un effort d'imagination.

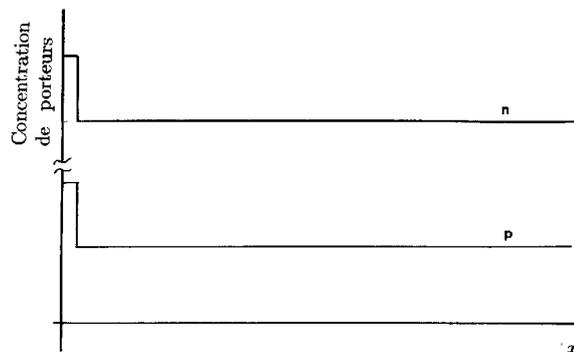


Le courant net $J_n + J_p$ est nul.

Deuxième exemple : injection de minoritaires.

Prenons le même barreau que précédemment. Cette fois nous allons injecter des trous à l'extrémité gauche du barreau. Le procédé par lequel nous pouvons faire une telle injection sera vu plus loin. Il faut bien voir qu'injecter des trous veut dire extraire des électrons de la bande de valence. Ce n'est pas du tout la même chose d'extraire des électrons de la bande de valence que de les extraire de la bande de conduction.

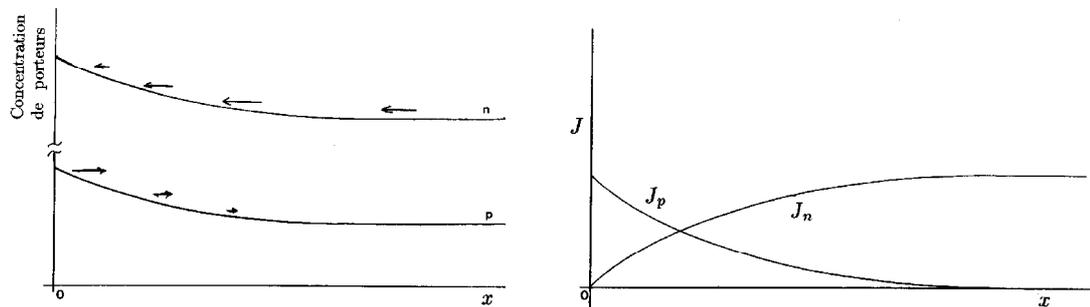
Dans un premier temps on aura une accumulation de trous à gauche, près de la surface. Mais cette fois nous avons créé des trous sans leur contrepartie en électrons. Donc on a une accumulation de charge positive à gauche du barreau. Or une petite différence de charge crée très vite un champ électrique énorme. Ce champ électrique va attirer des électrons de la bande de conduction vers la gauche du barreau jusqu'à ce que la charge soit presque complètement neutralisée. Cette neutralisation a lieu très rapidement, avec des constantes de temps négligeables devant les autres constantes de temps. On peut la considérer pratiquement instantanée (elle a lieu par conduction ohmique). Donc dès le début on a une concentration de ce type:



Maintenant, comme dans le premier exemple, le gradient de concentration des trous va créer un courant de diffusion vers la droite (et un courant électrique aussi), et l'excès de trous va se recombiner suivant la longueur de Debye.

Par contre, côté électrons la situation est plus amusante. La concentration d'électrons va épouser presque exactement la concentration des trous, mais il n'y aura pas de courant de diffusion vers la droite. En effet le gradient de concentration est maintenu par le champ électrique. La différence de concentration entre les trous et les électrons est minime, mais elle est juste ce qu'il faut pour qu'il y ait un champ électrique qui maintienne le gradient d'électrons.

Donc les forces de diffusion sont équilibrées par les forces du champ électrique. D'autre part, comme des électrons disparaissent par recombinaison avec l'excès des trous, continuellement de nouveaux électrons viennent de droite pour les compenser. Les concentrations et les courants à l'équilibre auront cette forme:



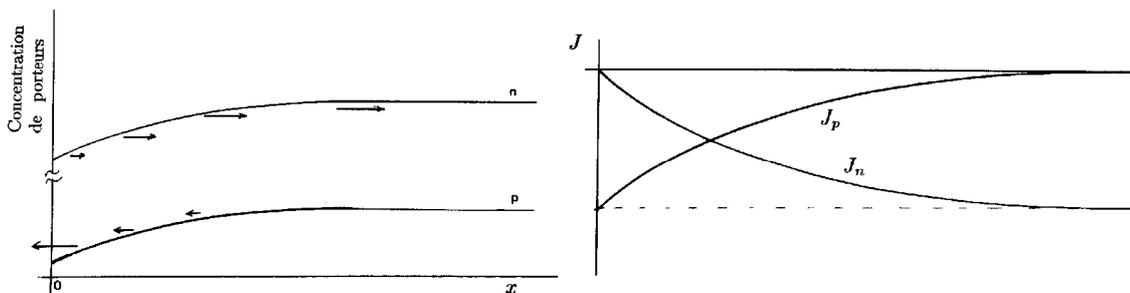
Le courant total $J_n + J_p$ sera évidemment constant le long du barreau.

Remarquons finalement que si nous augmentons le nombre de minoritaires injectés par unité de temps, les courants augmenteront dans la même proportion, sans que rien n'empêche d'augmenter l'injection autant que les dissipations thermiques le permettent.

Troisième exemple : extraction de minoritaires.

Cette fois nous allons, avec un procédé toujours mystérieux, extraire des trous. Ceci veut dire rajouter des électrons dans la bande de valence. Ceci est très différent que d'ajouter des électrons dans la bande de conduction.

Le raisonnement suit celui de l'exemple précédent. L'extraction des trous crée une charge négative qui chasse des électrons du bord gauche. Le champ électrique est tel qu'il maintient le gradient d'électrons. Cette fois les trous diffusent vers la gauche, et il y a plus de création de paires électrons trous que de recombinaisons. La situation à l'équilibre est:



Cette fois le courant total est négatif et évidemment, constant le long du barreau.

Mais cette fois il y a une grande différence avec le deuxième exemple. Nous ne pouvons pas extraire autant de trous que nous désirons de la bande de valence. Le mieux que nous pouvons faire est de porter à zéro la concentration de trous au niveau du bord du barreau. N'oublions pas qu'extraire des trous correspond à injecter des électrons dans la bande de valence, et que la bande est presque pleine. Une fois tous les niveaux remplis on ne peut pas aller plus loin. Le courant d'extraction est limité par le nombre de trous disponibles.

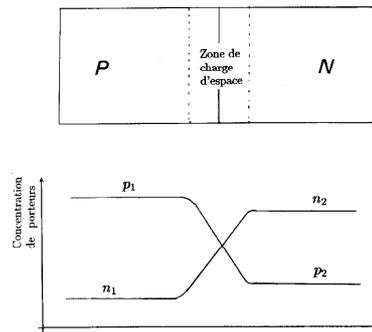
Notre procédé d'injection et d'extraction de minoritaires est asymétrique (comme une diode): On peut injecter autant que l'on veut, mais on ne peut extraire que ce qu'il y a d'extractible.

La jonction PN.

Une jonction PN est un monocristal de semiconducteur dont une partie est de type P et l'autre de type N. Les jonctions PN sont fabriquées en dopant P et N deux zones d'un même cristal. On ne peut pas fabriquer une jonction PN en mettant en contact deux monocristaux de type différent (*). Nous allons ignorer cette impossibilité pratique pour fabriquer une jonction imaginaire en joignant deux cristaux. Ceci servira seulement à trouver la situation d'équilibre.

Au moment du contact des deux morceaux, il aura un gradient de concentration de trous et des électrons au niveau de la frontière. Ce gradient créera un courant de trous vers la zone N et des électrons vers la zone P. Mais pour chaque électron qui quitte la zone N il reste un donneur ionisé (chargé positivement) dans la zone N. De même pour chaque trou qui quitte la zone P, il reste un accepteur ionisé (chargé négativement) dans la zone P. Donc la zone P devient de plus en plus négative par rapport à la zone N. Le champ électrique créé tend à s'opposer à ce passage, et à mesure qu'il croit, ralentit le courant de trous et électrons. L'équilibre sera atteint quand les forces électriques compenseront exactement les forces du gradient. Ce sera un équilibre dynamique: des électrons et des trous continueront à passer, mais le même nombre, en moyenne, se fera ramener par le champ électrique.

La situation à l'équilibre sera la suivante. Autour de la frontière entre les deux zones il y aura, du côté P, une zone sans porteurs, avec des accepteurs ionisés non compensés par des trous. De même, du côté N, il y aura une zone avec des accepteurs ionisés non compensés par des électrons. Ces deux zones forment la **zone de charge d'espace**. Les charges non compensées créent un champ électrique formidable (**).



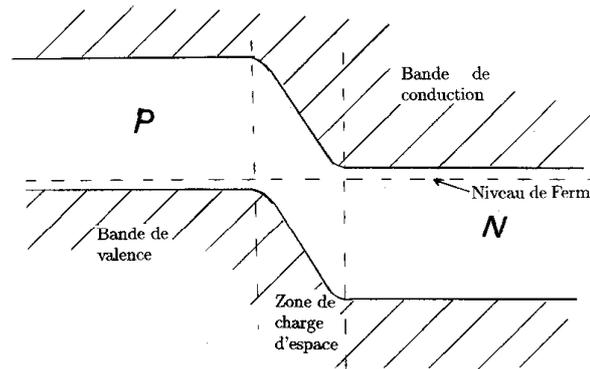
On aura trois zones: au milieu la zone de charge d'espace, avec une concentration de porteurs presque nulle, et de chaque côté deux zones P et N presque normales. Comme la zone de charge d'espace ne conduit presque pas, et les deux zones P et N conduisent, nous aurons un condensateur. Nous verrons plus loin que sa capacité est variable et est utilisée dans les **varicaps**.

(*) Il faudrait pour cela couper les deux cristaux sur des plan atomiques parfaits (pas un atome qui dépasse). De plus il faudrait pouvoir les mettre en contact parfaitement alignés. Finalement il faudrait qu'aucun atome ou molécule étranger ne soit adsorbé sur les surfaces. Chacune des trois conditions est presque insurmontable.

(**) Dans les jonctions habituelles le champ est de l'ordre de 10^5 à 10^6 volts/mètre

Il peut paraître surprenant d'avoir un champ électrique énorme à l'intérieur du semiconducteur. Mais il faut voir que ce champ n'existe qu'à l'intérieur. Si vous essayez de mesurer la différence de potentiel entre les deux morceaux du cristal avec un voltmètre, vous n'obtiendrez rien. Au point de contact entre les pointes de touche du voltmètre et du cristal, d'autres champs apparaissent (par le même phénomène de diffusion). La valeur des chutes de potentiel au niveau de chaque pointe est telle que le voltmètre indique zéro.

Les électrons et les trous sont à l'équilibre. Si vous transportez un électron d'une zone à l'autre, le travail électrique est compensé par le travail des forces de diffusion. Le niveau de Fermi est constant dans tout le cristal. Comme le niveau de Fermi est constant, et que d'un côté il est près de la bande de valence et de l'autre de la bande de conduction, le diagramme de bandes sera le suivant:



Écrivons la concentration des porteurs dans les deux zones. Les indices 1 correspondent à la zone P et les indices 2 à la zone N:

$$\begin{aligned} n_1 &= N_c e^{\frac{E_f - E_{c1}}{kT}} & n_2 &= N_c e^{\frac{E_f - E_{c2}}{kT}} \\ p_1 &= N_v e^{\frac{E_{v1} - E_f}{kT}} & p_2 &= N_v e^{\frac{E_{v2} - E_f}{kT}} \end{aligned}$$

On déduit:

$$\begin{aligned} \frac{n_2}{n_1} &= e^{\frac{E_{c1} - E_{c2}}{kT}} \\ n_1 &= n_2 e^{\frac{E_{c2} - E_{c1}}{kT}} \end{aligned}$$

Nous utiliserons ces équations un peu plus loin. Regardons d'abord ce qui change si nous appliquons une différence de potentiel entre les deux zones.

Nous allons relier chacune des zones à une alimentation, avec des fils métalliques. Il faudra établir un contact ohmique entre les fils métalliques et le semiconducteur. Un contact ohmique est un contact tel que la concentration de minoritaires et de majoritaires reste constante quoi qu'il arrive (*). En ce qui nous concerne, le contact ohmique est comme le contact entre deux morceaux métalliques.

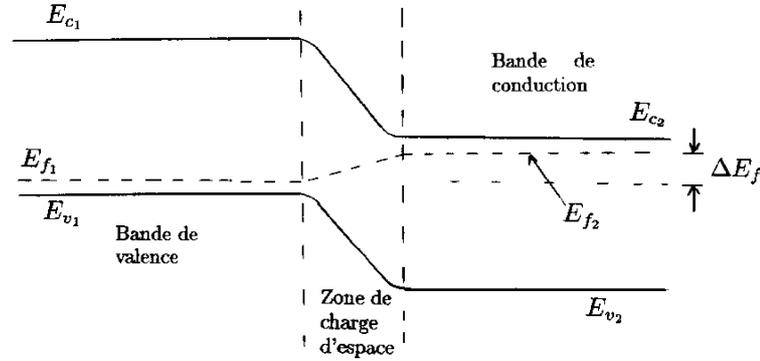
Maintenant nous allons faire l'hypothèse de Shockley: quand nous appliquons une différence de potentiel entre les deux extrémités de la jonction, comme nous avons deux zones conductrices séparées par une isolante, toute la chute de tension aura lieu sur la zone isolante. Évidemment ce n'est qu'une hypothèse simplificatrice, mais elle est très proche de la réalité.

Avant d'appliquer la tension, les forces de diffusion étaient en équilibre avec les forces électriques. Si nous diminuons le champ électrique, les forces de diffusion l'emporteront, et il

(*) En fait c'est un endroit dans lequel la vitesse de recombinaison et de génération thermique est très élevée. Ceci peut être fabriqué par plusieurs méthodes dont la plus primitive consiste à abîmer le cristal à l'endroit du contact. Un cristal abîmé n'est plus un cristal, et l'apparition d'un nombre élevé de niveaux dans ce qui aurait dû être la bande interdite, fait que le matériau ne se comporte plus comme un semiconducteur.

y aura un courant net de trous vers la zone N et d'électrons vers la zone P. Nous sommes en train d'injecter des minoritaires de chaque côté.

De chaque côté de la zone de charge d'espace, les niveaux de Fermi auront une différence de hauteur de $\Delta E_f = -qV$. Les bandes seront modifiées de la façon suivante:



La nouvelle concentration n'_1 de porteurs minoritaires au bord gauche de la zone de charge d'espace sera donnée par la formule donnée précédemment:

$$n'_1 = n_2 e^{\frac{(E_{c2} - E_{c1})'}{kT}}$$

où $(E_{c2} - E_{c1})'$ est la nouvelle différence entre les deux bords inférieurs des bandes de conduction après avoir appliqué la différence de potentiel V .

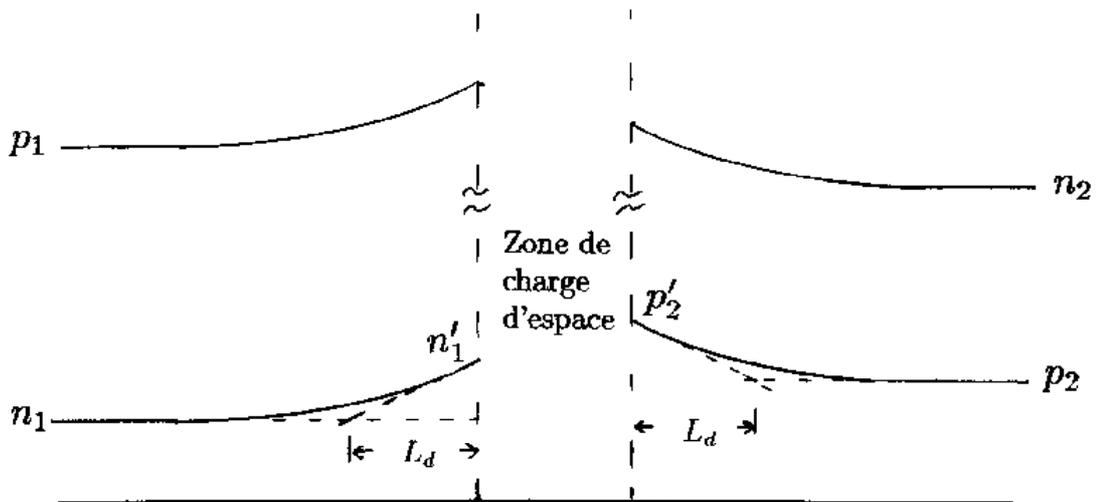
Mais $(E_{c2} - E_{c1})' = E_{c2} - E_{c1} - \Delta E_f$ donc:

$$n'_1 = n_2 e^{\frac{E_{c2} - E_{c1} - \Delta E_f}{kT}} = n_2 e^{\frac{E_{c2} - E_{c1}}{kT}} e^{-\frac{\Delta E_f}{kT}}$$

mais $n_2 e^{\frac{E_{c2} - E_{c1}}{kT}} = n_1$ et $-\Delta E_f = qV$ donc:

$$n'_1 = n_1 e^{\frac{qV}{kT}}$$

Ceci veut dire qu'aux bords de la zone de charge d'espace, la concentration de minoritaires sera différente de celle d'équilibre. Si V est positive, ce qui correspond au sens passant de la diode, la concentration de minoritaires sera plus grande. La nouvelle distribution de porteurs sera:



La densité de courant due à l'injection d'électrons sera:

$$J_n = D_n \frac{n'_1 - n_1}{L_d}$$

où L_d est la longueur de Debye. Remplaçant n'_1 par sa valeur:

$$J_n = \frac{D_n n_1}{L_d} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

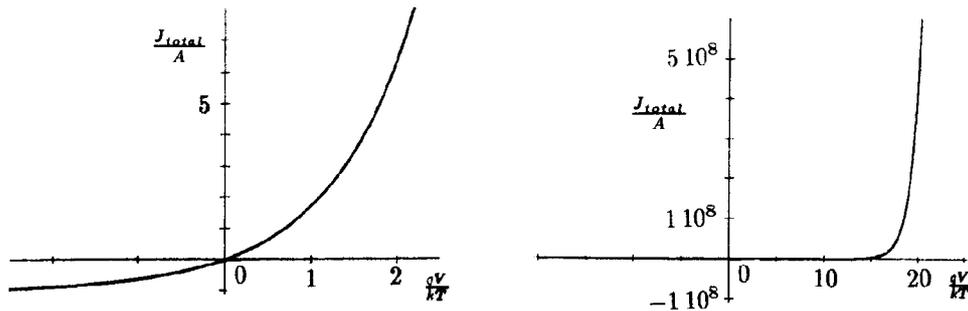
de même:

$$J_p = \frac{D_p p_2}{L_d} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

et la densité de courant total sera:

$$J_{total} = A \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

Cette fonction a la forme suivante:



Quand V est négatif (sens bloquant) $e^{\frac{qV}{kT}}$ est très petit devant 1, et $J = -A = -J_s$. Le courant atteint sa valeur de saturation dans le sens bloquant très vite (*). Dans le sens passant, le 1 est très vite négligeable devant l'exponentielle et on peut utiliser:

$$J \approx J_s e^{\frac{qV}{kT}}$$

Note: Les hypothèses de Shockley ne sont pas toujours satisfaites. En particulier dans certaines diodes d'usage courant. Dans le cas de forte injection de minoritaires, on ne peut plus négliger la chute de tension en dehors de la zone de charge d'espace. La conséquence principale est l'apparition d'un coefficient 2 dans l'exposant:

$$J = A \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right)$$

Il s'avère que pour la plupart des jonctions des transistors, le courant obéit à la première formule (sans le facteur 2) et que pour la plupart des diodes le courant obéit à la seconde (avec le facteur 2).

Exercices.

Nous proposons au lecteur de faire les calculs suivants:

- Résistance dynamique de la diode dans les sens passant et bloquant.

Dépendance des caractéristiques avec la température. Admettez que L_d, D_n, D_p, p_1 et n_1 ne varient pas (ce n'est pas vraie, mais ils varient peu comparés aux autres termes). On supposera les niveaux de Fermi très proches des bandes: $E_{c2} - E_{c1} \approx -\Delta E = 1,1 eV$ pour le silicium. Prenez pour le cas de la diode en passant $V = 0,6V$. Calculez:

- la variation relative du courant inverse pour $\Delta T = 1^\circ C$.
- la variation relative du courant direct à tension constante pour $\Delta T = 1^\circ C$.
- la variation de tension pour $\Delta T = 1^\circ C$ à courant constant.
- à tension constante quel ΔT faut-il pour doubler le courant?

(*) A la température ambiante $\frac{q}{kT} \approx \frac{1}{0,025 \text{ volts}}$. Donc, pour $V = 0,1$ volt. L'exposant vaut 4 et $e^4 = 54, \dots$

Diode réelle.

Certaines diodes utilisées en électronique ne sont pas des diodes à jonction comme celles que nous venons de voir. La plus rencontrée est la diode à pointe. C'est une diode formée par le contact d'un fil métallique avec un cristal. Il se forme une zone de charge d'espace très petite seulement du côté du semiconducteur. La caractéristique courant tension n'est plus exponentielle mais parabolique. La tension de seuil est pratiquement nulle, et cette diode permet, par non-linéarité, de redresser des signaux ou d'obtenir des harmoniques. Elle est utilisée principalement en micro-ondes. Nous ne l'étudierons pas.

Les diodes à jonction réelles, dans le sens passant, suivent assez bien les caractéristiques théoriques que nous venons d'obtenir. La principale différence se trouve dans les caractéristiques en inverse.

La première différence se trouve dans le courant inverse. En plus du courant inverse calculé (qui circule à l'intérieur du cristal), on trouve aussi un courant de surface qui peut être beaucoup plus important. Ce courant est, en gros, proportionnel à la tension inverse.

La deuxième différence est la **tension de claquage**. A partir d'une certaine tension inverse, le courant augmente brusquement, soit par effet avalanche, soit par effet zener. La puissance dissipée peut entraîner la destruction de la diode. Nous étudierons ces phénomènes plus bas.

Varicaps ou varactors

Dans ce type de diode on utilise la capacité de la zone de charge d'espace comme capacité variable. La diode est utilisée en inverse (devinez pourquoi), et la capacité dépend de la tension inverse. Cette dépendance dépend du profil de dopage des impuretés. Pour obtenir une grande variation il faut un profil abrupt, qui est le plus difficile à faire. La dépendance de la capacité à la forme:

$$C = A(V + V_{bi})^{-\gamma}$$

A est un coefficient, V_{bi} vaut environ 1,1 V pour le silicium, V est la tension inverse et l'exposant γ dépend du profil de dopage. Il varie de 0,2 à 2 pour les plus chères.

Diodes PIN.

Les diodes PIN sont formées par trois régions: en plus des zones P et N, on trouve une zone intrinsèque entre les deux autres. La zone de charge d'espace comprend toute la zone intrinsèque et un peu des zones P et N. Les caractéristiques courant-tension, sont à peu près les mêmes que pour une diode ordinaire. La différence la plus importante vient du fait que la zone de charge d'espace est beaucoup plus épaisse que dans une diode ordinaire, et de ce fait la capacité est beaucoup plus faible et presque indépendante de la tension. Ces caractéristiques sont intéressantes en haute fréquence et pour la commutation rapide.

Diodes zener ou avalanche.

L'effet tunel et l'effet avalanche produisent le claquage inverse de la diode et ont des allures extérieures presque identiques. Seul le coefficient de température peut les différencier. Étudions d'abord l'avalanche.

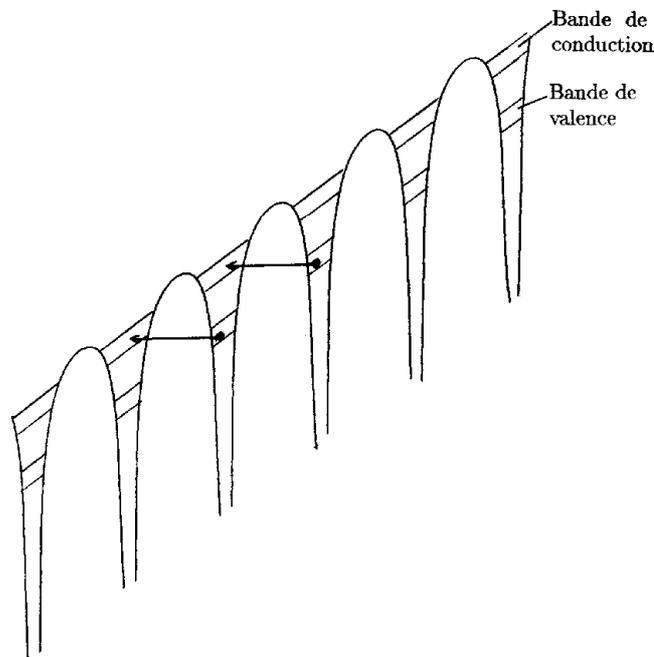
Nous avons dit que les électrons sont en équilibre thermique avec le réseau et que leur vitesse moyenne ne dépend que de la température. Cet équilibre est atteint par des chocs entre les électrons et les atomes du réseau. Si les électrons sont trop rapides, en moyenne, ils cèdent de l'énergie au réseau et vice-versa. Par contre si, à l'aide d'un champ électrique suffisamment élevé on arrive à donner suffisamment d'énergie à un électron *entre deux chocs successifs*, dans le prochain choc cette énergie peut arracher un électron de l'atome et le faire monter à la bande de conduction.

Maintenant le processus peut recommencer avec le premier électron et avec le second, puis avec les deux premiers et les deux créés, et ainsi de suite. C'est un processus qui s'emballe: un processus d'avalanche, d'où son nom.

Les processus d'avalanche ne sont pas une exclusivité ni des Alpes ni des semiconducteurs. Les étincelles dans les isolants, comme les éclairs, naissent par le même processus.

Dans la zone de charge d'espace le champ électrique est très grand. Si en plus on applique une tension inverse, on augmente ce champ. Arrivés à la bonne valeur l'avalanche commence et le courant augmente brusquement (on a tout intérêt à limiter le courant!). La tension pour laquelle ce claquage a lieu ne dépend que du matériau, du dopage et des caractéristiques géométriques de la diode. Elle peut donc servir de tension de référence. Le coefficient de température de la tension d'avalanche est positif: quand on augmente la température la tension augmente.

Le claquage par effet tunnel est plus amusant. Si l'on reprend le dessin des puits de potentiel des atomes, mais cette fois on le dessine en tenant compte du champ électrique énorme dans la zone de charge d'espace on obtient des bandes inclinées:



Cette fois, à cause de l'inclinaison, on peut avoir un passage par effet tunnel entre la bande de valence et la bande de conduction. Comme pour l'avalanche la tension pour laquelle les bandes sont suffisamment inclinées ne dépend que du matériau, et du dopage. Donc la tension peut être utilisée comme tension de référence. La seule différence est que le coefficient de température est négatif: quand la température augmente la tension diminue.

Pour le silicium il s'avère que les claquages pour des tensions supérieures à 6 V sont dues à l'avalanche et les claquages de moins de 6 V sont dus à l'effet zener. L'intérêt est que les claquages vers $5,6$ à 6 V sont un mélange des deux effets et que le coefficient de température est proche de zéro. C'est la raison pour laquelle, dans la plupart d'appareils la zener de référence est une zener de 6 V .

Diodes Gunn.

Dans certaines conditions on peut trouver un phénomène d'instabilité dans le claquage. C'est un phénomène inhérent à l'avalanche, et vous trouverez souvent un condensateur en parallèle avec la diode zener, pour diminuer le bruit.

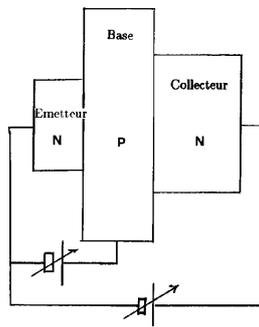
On se place à une tension juste inférieure à la tension de claquage. Supposons que dans une partie de la zone de charge d'espace l'avalanche commence. Dans cette zone un grand nombre de porteurs sont créés très rapidement: cette zone devient conductrice et la chute de potentiel à travers cette région tombe à zéro. Maintenant toute la tension à travers la zone de charge d'espace se trouve appliquée dans une (ou deux) zones plus étroites. Donc dans ces zones le champ électrique augmente et le claquage a tendance à se produire plus facilement. Il ne reste qu'à mettre la diode dans une cavité et on aura un oscillateur. Ces diodes Gunn sont utilisées comme des sources très économiques de micro-ondes. La puissance de sortie est de l'ordre de 10 mW .

Le transistor à jonction.

Prenons un cristal de semiconducteur avec trois zones N, P et N (le raisonnement pour PNP est le même). Pour commencer on va construire un mauvais transistor (qui ne fonctionne pas). Appelons la zone de gauche émetteur, la zone du milieu base et celle de droite collecteur. Prenons pour commencer l'épaisseur de la base bien supérieure à la longueur de Debye:

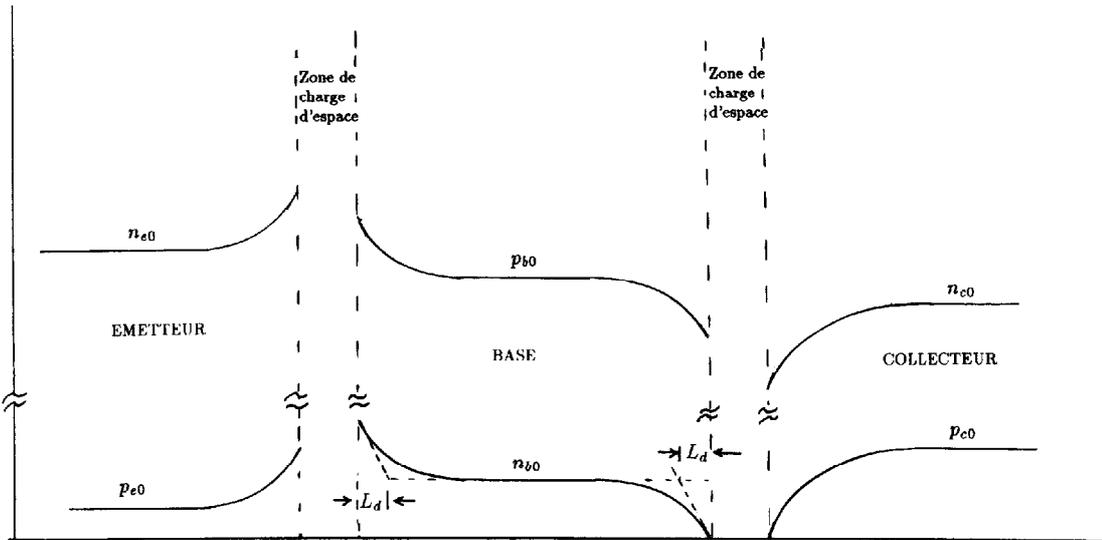
Polarisons la jonction émetteur-base dans le sens passant de sorte d'avoir un courant "décent" (mettons 1 mA). Si le collecteur est "en l'air" la caractéristique courant-tension de la jonction émetteur-base sera la même que pour une diode.

Compliquons un peu les choses: appliquons une tension inverse sur la jonction collecteur-base: mettons 5 V entre le collecteur et l'émetteur ce qui donnera une tension inverse d'environ $4,5\text{ V}$ entre le collecteur et la base (*).



Donc nous sommes en train d'injecter des minoritaires (dans les deux sens) au niveau de la jonction émetteur-base et en train d'extraire des minoritaires au niveau de la jonction collecteur base. La concentration des porteurs aura la forme suivante:

(*) Je travaille avec des transistors au silicium, et je suppose qu'il m'a fallu $0,5\text{ V}$ pour obtenir 1 mA de courant de base

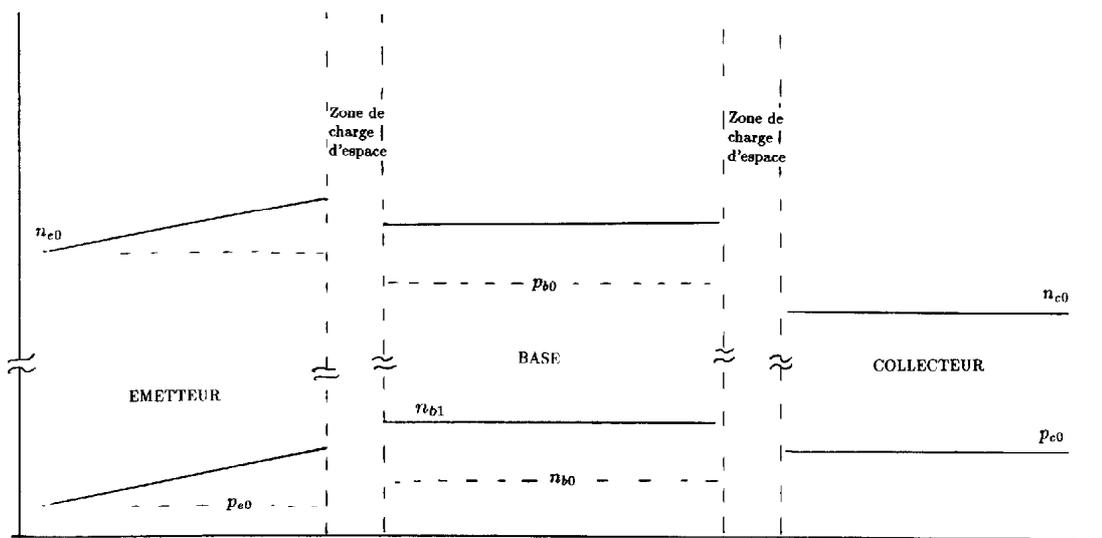


Comme la longueur de Debye est très petite devant l'épaisseur de la base, les minoritaires injectés, ont le temps (et la place) de se recombiner près de la jonction émetteur-base sans se rapprocher du collecteur.

Ce que nous venons de construire ne ressemble en rien à un transistor. Ce ne sont que deux diodes tête-bêche.

Pour le transformer en transistor, nous allons diminuer l'épaisseur de la base pour qu'elle soit très petite devant la longueur de Debye. Dans nos dessins, au lieu de diminuer l'épaisseur de la base nous allons augmenter la longueur de Debye.

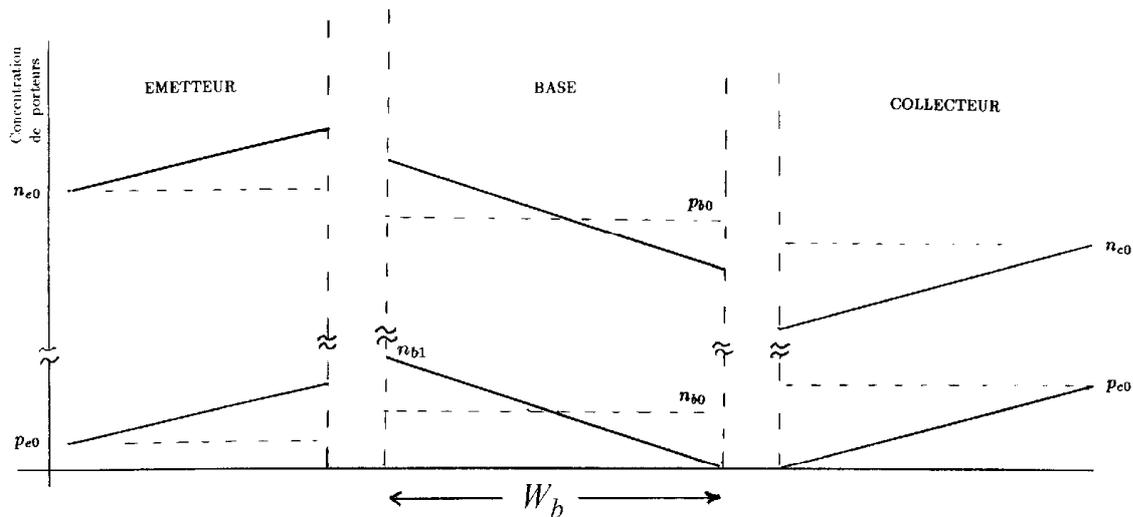
Commençons à nouveau avec le collecteur "en l'air". Appliquons une tension sur la base pour obtenir un courant "décent" (mettons 0,5 V). Les minoritaires injectés dans la base diffusent et se recombinent, mais, comme cette fois la base est petite devant la longueur de Debye, la concentration de minoritaires au niveau de la jonction base-collecteur sera presque aussi élevée qu'au niveau de la jonction émetteur base:



Comme le collecteur est "en l'air" les minoritaires diffuseront jusqu'à ce qu'ils puissent se recombiner, éventuellement jusqu'au contact ohmique de la connexion de la base.

Polarisons la jonction collecteur base légèrement en négatif (mettons $+0,7V$ entre le collecteur et l'émetteur se qui fait $0,2V$ entre le collecteur et la base). Nous allons extraire des minoritaires de la base, mais cette fois nous en avons beaucoup plus que dans une diode car, du fait de l'injection dans la base leur nombre est beaucoup plus grand. Si nous augmentons la tension collecteur émetteur, nous pourrons extraire *tous* les minoritaires au niveau de la jonction collecteur base.

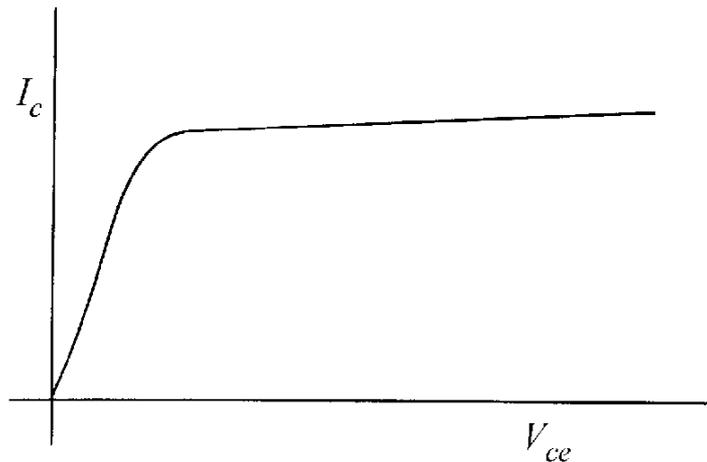
Maintenant les minoritaires injectés dans la jonction émetteur base diffusent dans la base, mais comme la concentration au niveau de la jonction base-collecteur est presque nulle, nous avons un gradient qui pousse les minoritaires vers le collecteur. La nouvelle concentration de porteurs sera:



Une partie des minoritaires injectés dans la base pourra se recombiner avant de se faire extraire vers le collecteur, et une autre partie diffusera hors d'atteinte du collecteur vers la connexion de la base. Mais si la géométrie du transistor est correcte, la plupart des minoritaires finiront dans le collecteur. Du coup le courant de base se trouvera très réduit (par rapport au courant avec le collecteur "en l'air").

Le rapport entre le courant de collecteur et le courant de base est évidemment le β du transistor.

La courbe I_c en fonction de V_{ce} aura la forme:



la partie de gauche correspond à une extraction de minoritaires incomplète, la partie plate correspond à la situation dans laquelle la concentration de minoritaires tombe à zéro dans la jonction base collecteur.

La partie “plate” de la courbe n’est pas vraiment plate: quand nous augmentons la tension collecteur-émetteur, le courant de collecteur augmente. Ceci est dû à la **modulation de la largeur de la base**. Nous avons déjà mentionné que la largeur de la zone de charge d’espace dépend de la tension appliquée aux bornes de la jonction. Or, dans le transistor le courant de collecteur est donné par le gradient de concentration des porteurs dans la base:

$$J_c = \frac{n_{b_1}}{W_b}$$

où n_{b_1} est la concentration des minoritaires dans la base du côté de l’émetteur et W_b est l’épaisseur effective de la base, c’est-à-dire moins la partie perdue dans les zones de charge d’espace. Donc quand on change la tension collecteur-base, la largeur effective de la base diminue, le gradient augmente et le courant de collecteur augmente aussi. Ceci est l’origine du ρ du transistor. On peut l’augmenter en diminuant le dopage du collecteur de sorte que la variation d’épaisseur de la zone de charge d’espace ait lieu surtout du côté du collecteur, ce qui ne modifie pas le gradient des minoritaires.

En plus de l’injection de minoritaires de l’émetteur vers la base nous avons aussi de l’injection de la base vers l’émetteur. Cette injection crée un courant de base qui ne sert pas à l’amplification car les minoritaires injectés dans l’émetteur ne risquent pas de se faire extraire par le collecteur. Pour favoriser l’injection émetteur vers base par rapport à l’injection base vers émetteur, on utilise des émetteurs fortement dopés par rapport à la base.

Donc, dans les transistors à jonction on utilise des émetteurs très fortement dopés, les bases un peu moins et des collecteurs faiblement dopés.

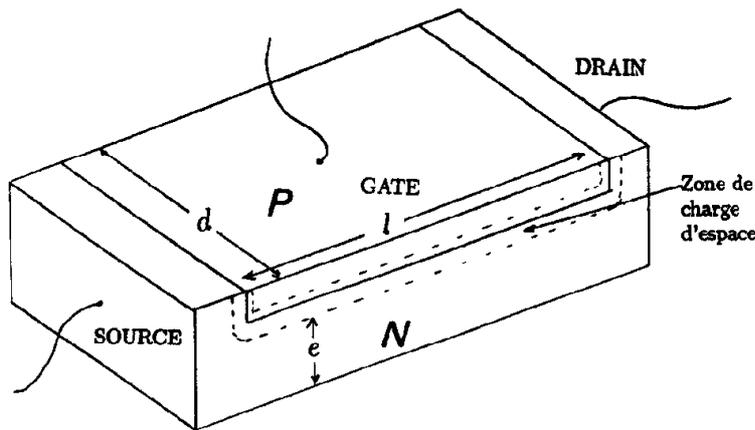
Coupons brusquement le courant de base en ramenant la tension base émetteur à zéro. La concentration des porteurs dans la base ne changera pas instantanément. Donc le courant collecteur ne s’arrêtera pas. Par la suite, à mesure que les minoritaires se font extraire par l’émetteur et par le collecteur, leur nombre décroîtra et le courant collecteur finira par s’annuler. Ce phénomène des minoritaires qui restent dans la base reçoit le nom de **stockage de charges dans la base**. La situation est la même lors de l’établissement du courant: le courant collecteur ne devient pas immédiatement βI_b mais seulement quand le niveau des charges stockées dans la base est suffisant (il faut le bon gradient).

Transistors à effet de champ: JFET et MOSFET.

Nous avons deux types de transistors à effet de champ: les transistors à effet de champ à jonction: les JFET et les transistors à grille isolée (metal-oxide-semiconductor field effect transistor): MOSFET. Le fonctionnement des deux types est très similaire.

Le junction field effect transistor

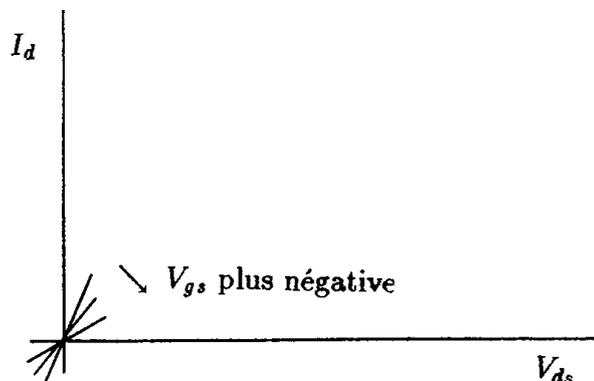
Prenons un barreau mince de silicium. Plaçons des contacts ohmiques aux extrémités et fabriquons une jonction sur le barreau sans toucher les extrémités (*):



La conductivité entre les deux extrémités la **source** et le **drain** sera:

$$\sigma = A \frac{ed}{l}$$

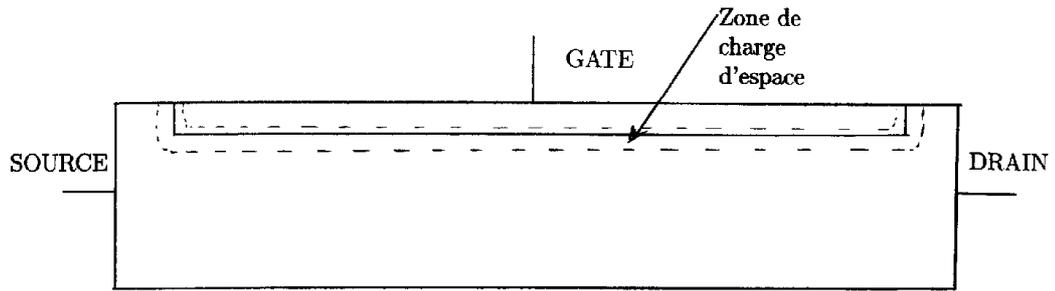
où A est une constante et e est l'épaisseur de semiconducteur du substrat où il y a des porteurs (du fait de l'existence de la zone de charge d'espace, une région du semiconducteur ne conduit presque pas). Cette conductivité dépend de l'épaisseur de la zone de charge d'espace. Nous pouvons faire varier l'épaisseur de la zone de charge d'espace (et en conséquence la conductivité) en faisant varier la polarisation de la grille (**gate**). Le gate est polarisé normalement en inverse. Le courant de drain aura la forme suivante:



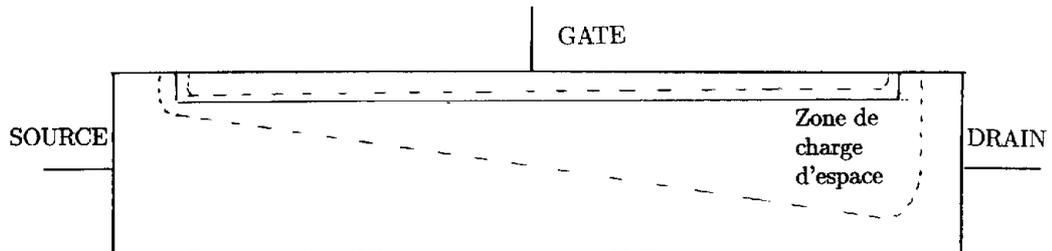
Avant de continuer à augmenter la tension drain-source, examinons la forme de la zone de

(*) La géométrie des vrais JFETs n'est pas aussi simple, mais le principe de fonctionnement est le même. La géométrie que nous décrivons n'est pas utilisable industriellement, ni pour des circuits intégrés.

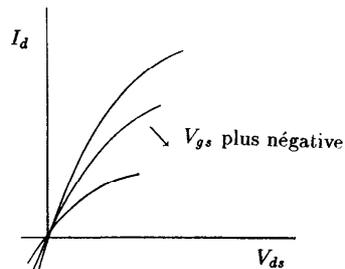
charge d'espace. Si V_{ds} est nulle, la forme de la zone de charge d'espace sera:



Mais si le drain est positif par rapport à la source et le gate toujours négatif, la jonction se trouvera polarisée en inverse plus fortement du côté du drain que du côté source. De ce fait la zone de charge d'espace sera plus épaisse du côté drain:

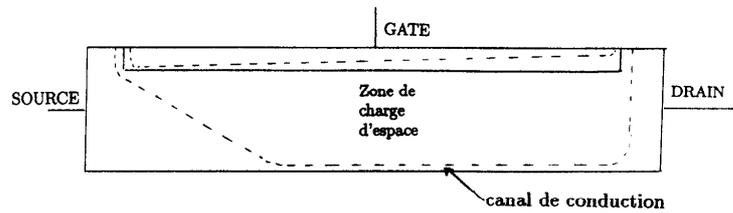


La formule précédente n'est plus exacte car l'épaisseur n'est plus constante et la conductivité diminue à mesure que la tension de drain devient plus positive. Le courant de drain sera:

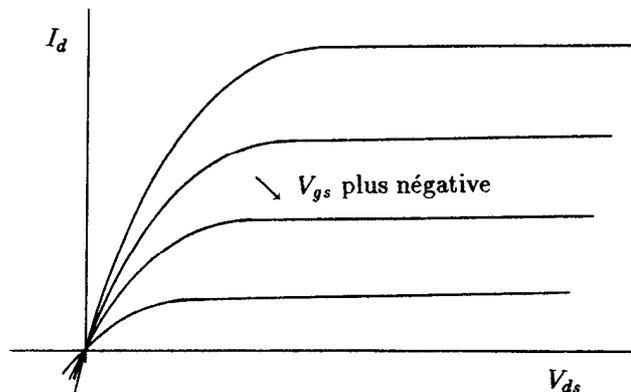


Quand la tension drain-source augmente suffisamment la zone de charge d'espace devient de plus en plus mince et le courant devient presque constant. La zone de charge d'espace ne peut pas atteindre l'autre côté du barreau car le courant tomberait à zéro et nous n'aurions plus de chute de tension sur le barreau du côté source de la coupure, ce qui diminuerait l'épaisseur de la zone de

charge d'espace:



les caractéristiques courant de source, tension drain-source sont:



Si nous augmentons la polarisation inverse du gate, la zone de charge d'espace peut remplir tout le barreau et arrêter le courant. La tension pour laquelle le transistor est coupé s'appelle **tension de pincement (pinch-off)**.

La caractéristique électrique fondamentale des JFETs est la **transconductance**:

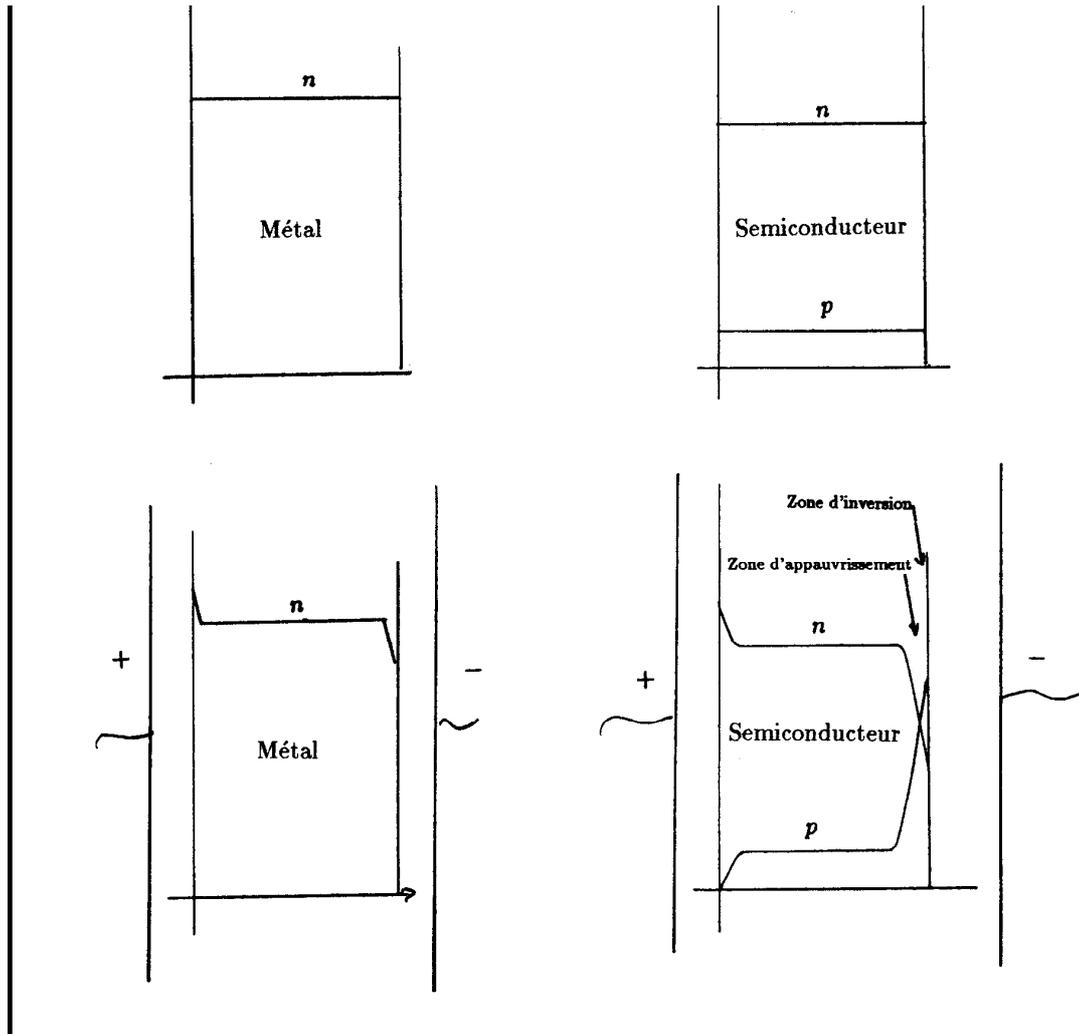
$$g = \left(\frac{\Delta I_d}{\Delta V_{gs}} \right)_{V_{ds}=cte}$$

Les MOSFETs.

Si nous plaçons un diélectrique dans un champ électrique, ce dernier pénètre dans le diélectrique. Par contre, si nous faisons la même expérience avec un métal, le champ électrique ne pénètre pas. La raison est que le champ électrique fait déplacer les charges libres de la faire (non liées à un atome ou à une molécule). Les charges du métal se déplaceront vers les surfaces jusqu'à ce que le champ créé à l'intérieur du métal soit exactement annulé par le champ créé par les charges qui se sont déplacées vers les surfaces. Ceci n'est pas très difficile dans un métal où le nombre de charges disponibles est énorme. Comme un petit déséquilibre de charges crée un champ énorme, il suffira qu'une fraction infime des électrons partent d'une surface et qu'une autre similaire s'accumule sur l'autre surface. La concentration d'électrons aux surfaces sera différente de celle sans champ électrique externe, mais en relatif, la variation est infime.

Dans le cas des semiconducteurs la situation est différente du fait que la concentration de porteurs libres peut être entre 10^4 et 10^9 fois plus faible que pour un métal. Le nombre de charges qu'il faut déplacer est le même que pour le métal, et le champ sera nul à l'intérieur. Par contre, au niveau des surfaces, la variation relative de la concentration des porteurs peut être très importante. De plus, comme le nombre de porteurs disponible est faible, il peut être nécessaire d'utiliser tous les porteurs qui se trouvaient dans une épaisseur non négligeable (quelques μm).

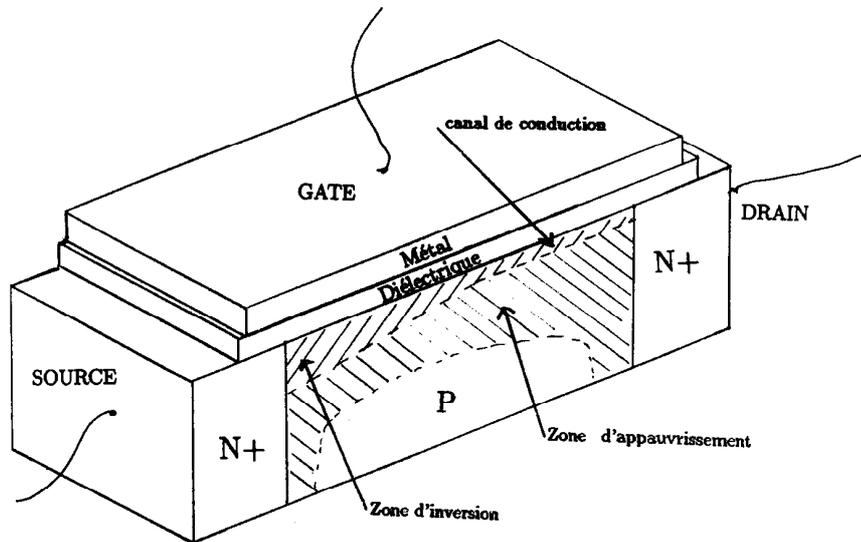
Résultat, le champ pénètre un peu dans la surface du semiconducteur, où la variation de concentration des porteurs peut être importante.



Dans le dessin de droite le champ externe a créé une **zone d'inversion**. Dans un semiconducteur du type n, au niveau de la surface nous avons des trous qui sont majoritaires. De plus cette zone se trouve séparée du reste du semiconducteur par une zone "intrinsèque" de faible conductivité. Comme l'épaisseur de cette zone et la concentration des porteurs peut être modulé par le champ externe nous nous trouvons dans une situation similaire à celle des JFETs.

Imaginons un semiconducteur de la forme indiquée dans la figure, avec deux jonctions aux extrémités. Sur chacune des ses deux jonctions, nous prendrons un contact, et ces contacts deviendront la source et le drain. Sur le semiconducteur nous placerons un diélectrique (en général

du SiO_2) et sur celui-ci une couche métallique (*):



La situation est la même que pour les JFETs, et les courbes courant tension sont les mêmes. Mais ce qui est très intéressant est que le canal d'inversion est un canal de *majoritaires*. La conduction cette fois est une conduction ohmique et nous n'avons pas de problèmes d'injection. Les MOSFETs sont très rapides. Leur seul inconvénient est la capacité du gate qui est nécessairement très élevée.

Du fait que l'on peut travailler avec du silicium type N ou type P et du fait que la conductivité de départ peut être forte ou faible, nous aurons les quatre combinaisons possibles entre transistors à canal N ou canal P et transistors à enrichissement ou appauvrissement.

Dans l'isolant entre le gate et le substrat on peut inclure des couches qui retiennent des charges électriques. On peut injecter ces charges en appliquant une tension élevée sur le gate. Parfois on peut même les enlever en appliquant une tension inverse ou en éclairant la zone avec de la lumière ultraviolette. Ces charges créent un champ permanent, comme si une tension était appliquée au gate. Cela est le principe de fonctionnement des REPRONS, EEPROMS, des PALs reprogrammables, etc.

(*) Comme dans le cas des JFETs, la géométrie réelle, est plus élaborée, et réalisable industriellement.

Bibliographie.

- W. SHOCKLEY. Electrons and holes in semiconductors. Van Nostrand 1950. *Malgré son age, ce livre explique les caractéristiques les plus remarquables des semiconducteurs avec une profusion d'exemples et analogies. C'est un livre fondamental.*
- R. A. SMITH. Semiconductors. Cambridge University Press. *Propriétés générales des semiconducteurs. Niveau troisième cycle.*
- S. M. SZE. Physics of semiconductor devices. Wiley. *Description très poussée des dispositifs à semiconducteur, y compris les plus récents. Bibliographie très étendue.*
- R. P. FEYNMAN, R. B. LEIGHTON ET M. SANDS. The Feynman lectures on physics. Addison-Wesley. *Mon texte préféré de physique générale. Existe en édition française.*
- C. KITTEL. Introduction to solid state physics. John Wiley & Sons. *Niveau troisième cycle. Existe en français.*

