

III. 1. Introduction

L'électronique est soumise aux variations de la température. Cette température peut croître ou décroître selon l'utilisation de ses circuits. Il est de ce fait bien évident que par exemple dans le cas de l'industrie automobile la tendance est de tester les circuits à haute température alors que pour une cryogénie c'est plutôt à très basses température que nos modèles doivent être testés. Tous les composants semi-conducteurs et par conséquent les circuits sont sensibles aux variations de la température, il devient par conséquent indispensable d'inclure et de comprendre les phénomènes que les variations de la température impliquent.

La température de fonctionnement des composants et par conséquent des circuits a une influence directe sur leurs caractéristiques menant indéniablement à leur vieillissement. Il est également important de noter que l'évolution de la microélectronique cause la réduction des tailles des dispositifs. Cette réduction bien qu'utile pour l'intégration de nouveaux systèmes et de leurs vitesses d'exécution présente l'inconvénient d'être nocive pour leurs performances. Il est aussi à noter que les courants de fuite qui sont de plus en plus significatifs dans les composants à canaux courts et qui est bien le cas de notre modèle augmentent malheureusement avec l'augmentation de la température. Il est aussi à noter que les bruits dépendants de la température, ce lien est établi soit directement par la température, soit indirectement par l'intermédiaire des courants électriques. En effet, les effets de la température sont évalués à partir de la mobilité électrique des porteurs, de leur vitesse de saturation, ainsi que de la tension de seuil V_{TH} du modèle envisagé. Ces derniers paramètres varient en fonction de la température, car lors du fonctionnement d'un MOSFET, la puissance électrique génère une quantité de chaleur par effet joule. Plus la puissance sera élevée, plus la température du canal augmente. Il est à noter que les paramètres physiques tels que la mobilité, la tension de seuil ou la vitesse de saturation dépendent étroitement de la température. La variation de la température présente un impacte direct sur les paramètres physiques du MOS et par conséquent du modèle considéré soit l'EKV. [14]

III.2. Mise en évidence des effets thermiques

La chaleur générée est évacuée par l'ensemble du dispositif en fonction de type de matériaux et de sa conductivité thermique. Cette dernière quantité varie linéairement en fonction de la température du cristal. D'après les valeurs données au tableau III.1 pour des matériaux purs, la conductivité thermique du silicium est 100 fois plus grande que celle du SiO₂, ceci signifie que la chaleur s'évacuera plus aisément par le silicium que par le dioxyde de silicium. Ce dernier agit comme un isolant thermique.

Conductivité thermique à 300° K ($W.m^{-1}, K^{-1}$)	
Silicium	148
SiO ₂	1.4
ALUMINIUM	237
Cuivre	401

Tableau III.1: Conductivité thermique pour différent matériaux

III.3. Influence de la température sur les paramètres physiques du MOSFET

Considérons pour cette étude un semi-conducteur au départ intrinsèque au silicium et qu'on dopera par exemple avec des atomes donneurs de la 5ème colonne du tableau de la classification périodique des éléments. Dans la plage des températures intermédiaires soit $100^{\circ}K < T < 400^{\circ}K$, les donneurs libèrent leur électron dans la bande de conduction. Il s'en suit que toutes les impuretés sont ionisées, la densité de porteurs libres devient indépendante de la température, et donc la résistance aussi. La conduction est alors dite extrinsèque car elle est assurée par les dopants.

En augmentant la température, des paires électron-trou se créent directement au milieu de la bande interdite par excitation thermique, produisant chacune un électron dans la bande de valence et un trou dans la bande de conduction. La conduction est alors dite intrinsèque. Ce mécanisme suit la loi de Boltzmann (nombre d'électrons libre créés $\sim \exp(-E_g / 2KT)$).

Il est tout d'abord à noter que les premiers paramètres influencés par la variation de la température et ayant un impact direct sur les phénomènes de transport dans les semi-conducteurs en général et sur le courant drain source dans le cas de notre étude sont l'énergie de gap E_g ainsi que la concentration intrinsèque ni.

III.3.1. Influence de la température sur L'énergie Eg

Considérons le cas d'un semi-conducteur intrinsèque. L'énergie du gap E_g représente en fait la séparation minimum d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence.

Soit :
$$Eg = Ec - Ev \tag{III.1}$$

E_g dépend fortement de la température. En effet cette énergie est le résultat de deux effets : soit un changement en volume due à la variation température, et une dispersion électron-photon qui dépend aussi de la variation de cette température, qui fait varier le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction. L'énergie du gap dépend de la température selon la loi ci-dessous énoncé par Thurmond (1975) et qui s'exprime par :

$$E_g = E_{g0} - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \tag{III.2}$$

Où E_{g0} représente l'énergie de gap à 0°K

Au tableau III.2, sont regroupés les paramètres du modèle: E_{g0}, α, β de Thurmond pour le Silicium Si, le germanium, Ge et l'arséniure de gallium AsGa.

SC	$E_g(0^\circ K)(ev)$	$\alpha(eV / ^\circ K^{-1})$	$\beta(^{\circ}K)$
Si	1.170	4.730×10^{-4}	636
Ge	0.7437	4.774×10^{-4}	235
AsGa	1.519	5.405×10^{-4}	204

Tableau III.2. Paramètres de E_g pour les Silicium, le Germanium et l'arséniure de Galium [10]

L'expression permettant d'évaluer la variation de l'énergie de gap E_g avec la température est donnée par l'expression suivante :

$$E_g(T) = \left(1.16 - 0.000702 \cdot \frac{T^2}{T + 1108} \right) [ev] \quad \text{III.3}$$

où T est la température considéré pour la simulation. Nos résultats de simulation font l'objet de la figure III.1, ou nous avons fait varier la température de 100°K et 400°K.

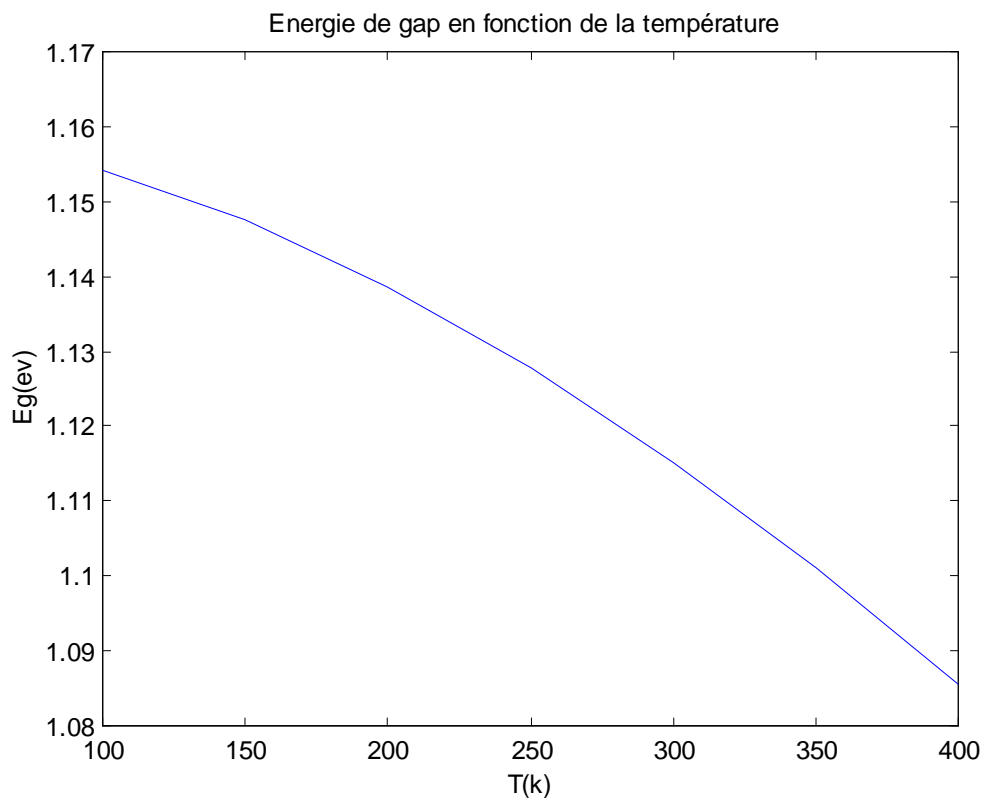


Figure III.1.: Energie de gap en fonction de la température

Nous pouvons à prima bord remarquer que cette énergie du gap E_g diminue avec l'augmentation de la température. En effet à haute température les liens interatomique sont affaiblis, et quand on a des liens plus faibles n'a nécessairement besoin que d'une énergie faible pour casser ces liaisons et obtenir un électron dans la bande de conduction. De ce fait en augmenter la température la largeur de la bande interdite diminue, les porteurs de charge ont plus de facilité d'acquérir une énergie thermique supérieure à l'énergie du gap leur permettant de franchir la bande interdite et passer de la bande de valence à la bande de conduction.

III.3.2. Influence de la température sur La concentration intrinsèque

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur pur, c'est-à-dire tout d'abord non dopé, ne contenant pas d'impuretés ou d'additifs et sans défaut (ni chimique ni structural). Il est à noter que les additifs sont susceptibles de modifier les densités des porteurs de charge. Dans le cas de non dégénérescence du a un dopage excessif, le niveau de fermi se situe dans le cas d'un semi-conducteur extrinsèque soit dopé, dans la bande interdite alors que dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque ce dernier se situe au milieu de la bande interdite.

Notons tout d'abord qu'à température absolu $T=0^\circ\text{K}$, la bande de valence est saturée alors que la bande de conduction est vide d'électrons : il y'a donc pas de porteurs de charge. Lorsque la température augmente, les électrons sont excités dans la bande de conduction et constituent la population d'électrons. Ils laissent dans la bande de valence des états inoccupés qui constituent la population de trous.

Par définition, un semi-conducteur intrinsèque est tel que chaque électron dans la bande de conduction provient de la bande de valence où un trou lui correspond. Cette situation conduit à une condition de neutralité électrique pour le semi-conducteur intrinsèque, écrite pour le nombre volumique de porteurs de charge.

$$n = p = n_i \quad \text{III.4}$$

Où n_i représente la concentration intrinsèque des porteurs de charges dans un semi-conducteur intrinsèque et sont des paires électron-trou. Un semi-conducteur intrinsèque n'est en général pas dégénéré et la conduction d'équilibre peut être exprimée par la loi d'action des masse qui peut être exprimée par:

$$np = n_i^2 \quad \text{III.5}$$

Avec
$$n = N_c \exp \frac{E_F - E_C}{KT}$$

et
$$p = N_v \exp \frac{E_v - E_F}{KT} \quad \text{III.6}$$

Soit
$$n_i^2 = n.p = N_c N_v \exp - \frac{E_g}{KT} \quad \text{III.7}$$

et
$$n_i = \sqrt{n.p} = \sqrt{N_c N_v} \exp - \frac{E_g}{2KT} \quad \text{III.8}$$

N_c et N_v sont les densités effectives d'état qui peuvent s'exprimer par :

$$N_c = \frac{2}{h^3} (2\pi m_n^* kT)^{\frac{3}{2}} \quad \text{III.9}$$

et
$$N_v = \frac{2}{h^3} (2\pi m_p^* kT)^{\frac{3}{2}} \quad \text{III.10}$$

où m_n^* et m_p^* sont les masses effectives des électrons et des trous, K constante de Boltzmann, n_i peut alors s'exprimer par :

$$n_i(T) = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-E_g}{2KT}\right) = \left[\frac{2\pi k (m_n^* m_p^*)^{1/2}}{h^2} \right]^{3/2} T^{3/2} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad \text{III.11}$$

Pour un semi-conducteur donné, caractérisé par les paramètres de bande m_n^* et m_p^* et par une largeur de bande interdite E_g qui ne varie que longuement en fonction de la température, la densité des porteurs intrinsèque est une fonction exponentiel de la température (le facteur $T^{3/2}$, est nettement moins important que le facteur $\exp\left(\frac{-E_g}{2KT}\right)$ dans l'expression III.2. Quand la dépendance des masses effectives de la température est négligée, la dépendance de la concentration n_i de cette température est simplifiée et peut alors être exprimée par [10]

$$n_i(T) \propto T^{3/2} \exp\left(\frac{-E_g}{2KT}\right) \quad \text{III.12}$$

Dans le cas de notre modèle la concentration intrinsèque sera exprimée par:

$$n_i(T) = 1.45 \times 10^{16} \cdot \left(\frac{T}{T_{ref}}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_g(T_{ref})}{2 \cdot V_t(T_{ref})} - \frac{E_g(T)}{2 \cdot V_t(T)}\right) [m^{-3}] \quad \text{III.13}$$

Les résultats de simulation que nous avons obtenus et pouvant mettre en évidence les effets de la variation de la température sur la concentration intrinsèque sont résumés sur la figure III.2:

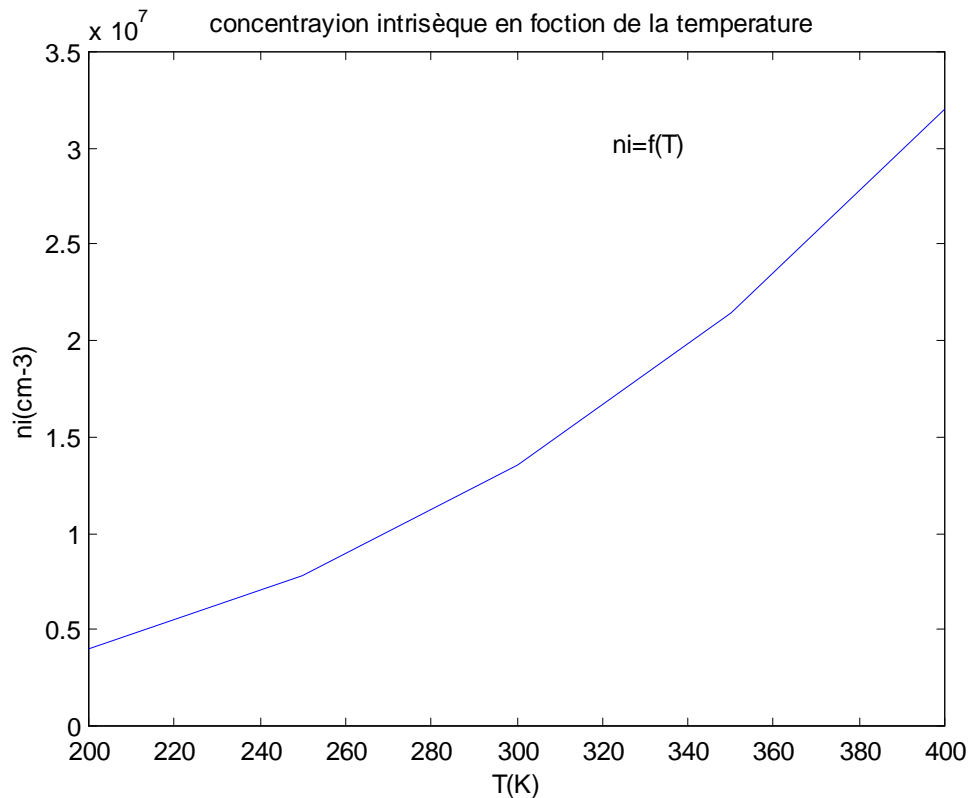


Figure III.2: Variation de la concentration intrinsèque avec la température.

Un électron dans la bande de valence doit gagner assez d'énergie pour sauter à la bande de conduction et pour laisser un trou derrière. n_i représente la concentration intrinsèque des porteurs, ou autrement dit c'est le nombre de liens cassés dans un semi-conducteur intrinsèque.

-Quand la température augmente, le nombre de liens cassés (porteurs) augmente car il y a une énergie thermique plus disponible ainsi plus en plus d'électron

gagnent assez d'énergie pour se casser librement. Chacun de ces électrons se dirigeant vers la bande de conduction va laisser un trou derrière lui dans la bande de valence, et on aura une augmentation en concentration d'électron et de trou, par contre quand la température diminue, les électrons ne reçoivent pas assez d'énergie pour casser un lien et restent dans la bande de valence. Si les électrons sont dans la bande de conduction, ils perdront rapidement l'énergie et tomberont de nouveau dans la bande de valence, en laissant des trous. Par conséquent, l'abaissement de la température cause une diminution de la concentration intrinsèque des porteurs, alors que l'augmentation de la température cause une augmentation de la concentration, intrinsèque des porteurs. Lorsque la condition de neutralité est valable on aura immédiatement la situation du niveau de Fermi E_F pour un semi-conducteur intrinsèque noté E_{Fi} donnée par:

$$E_{Fi}(T) = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4}KT \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right) \quad \text{III.14}$$

A $T=0^\circ\text{K}$, le niveau de fermi est situé au milieu de la bande interdite, lorsque la température T augmente, le niveau de fermi a tendance à se déplacer.

III.3.3. Position du niveau de Fermi

Il est à noter qu'à $T=0^\circ\text{K}$; les semi-conducteurs ont le comportement d'un isolant, le gap est assez important et les porteurs de charges soit les électrons situés dans la bande de valence n'ont pas l'énergie nécessaire pour passer à la bande de conduction et participer au phénomène de transport électrique dans le semi-conducteur. Pour un semi conducteur intrinsèque le niveau de Fermi est au milieu de la bande interdite.

Comme un semi-conducteur intrinsèque est un mauvais conducteur de courant on s'intéresse au cas des semi-conducteurs extrinsèques pour lesquelles on étudie les phénomènes de transport. Ces semi-conducteurs doivent être dopés avec des pentavalent privilégiant un transport par des électrons ou des trivalent privilégiant le transport par des trous. Dans le cas d'un semi-conducteur dopé avec des pentavalents dits donneurs de concentration N_d , le niveau de fermi se rapproche du niveau superficiel E_{Donneur} situé près du niveau E_c dont la présence est due aux impuretés pentavalentes. Par contre dans le cas d'un semi-conducteur dopé avec des trivalents

dit accepteurs trivalents de concentration N_a , le niveau de Fermi se rapproche du niveau superficiel $E_{\text{Accepteur}}$ situé près du niveau E_V et dont la présence est due aux impuretés trivalentes.

Il est bien entendu à noter qu'en augmentant la température tout en la maintenant dans une plage de température intermédiaire, permettant l'ionisation totale de toutes les impuretés, les électrons pourront acquérir l'énergie nécessaire permettant aux porteurs de charge de passer de la bande de valence vers la bande de conduction et participer au transport électrique du semi-conducteur. Il est clair que quand la température augmente E_g diminue entraînant la variation de tous les paramètres dépendant de l'énergie de gap E_g .

III.4. La mobilité électrique des porteurs

Les paramètres influençant le plus la mobilité des charges sont la température et le nombre volumique d'impuretés. On distingue quatre sources de diffusion des porteurs libres dans un semi-conducteur:

- les vibrations du réseau ou phonon.
- Les impuretés ionisées.
- Les impuretés neutres.
- Les collisions électron-électron.

Ces sources de diffusion entraînent des perturbations de la périodicité du réseau cristallin qui détermine la structure de bande, sans phénomène de résistance électrique.

Parmi toutes les origines de perturbation, ce sont les interactions avec les vibrations du réseau et avec les impuretés ionisés qui jouent le rôle le plus important dans les semi-conducteurs. En particulier ces mécanismes permettent d'expliquer la variation de la mobilité $\mu(T)$ en fonction de la température.

III.4.1. diffusion par les vibrations thermiques du réseau

- A température finie $T > 0$, les atomes d'un réseau cristallin subissent une agitation thermique. Ils sont en état de vibration autour de leur position d'équilibre selon des modes et des lois de dispersion précisément définies par rapport à la structure cristalline. Ces modes de vibrations sont quantifiés, ils sont appelés Phonons.

- Lorsque la température augmente, l'amplitude de vibration augmente et des modes d'énergie supérieurs sont excités.
- A température élevée la diffusion par les vibrations du réseau, appelée diffusion par le réseau ou par les phonons, devient plus efficace, et le taux de relaxation τ_p décrivant le retour à l'équilibre diminue.

La mobilité limitée par la diffusion par le réseau diminue quand la température augmente selon l'expression [11]

$$\mu_R(T) \propto (m^*)^{-5/2} T^{-3/2} \quad \text{III.15}$$

III.4.2. diffusion par les impuretés ionisées

La diffusion des porteurs libres par les impuretés ionisés est une diffusion de Coulomb. Une impureté ionisée modifie le champ électrique dans son voisinage, et dévie la trajectoire d'un porteur de charge en mouvement. La composante la plus importante de la vitesse d'un porteur est sa vitesse thermique qui décroît sensiblement quand la température diminue.

A basse température, le porteur passe plus de temps au voisinage de l'impureté et subit ainsi plus longtemps l'influence du champ perturbé. Un porteur lent à basse température est plus fortement dévié qu'un porteur rapide à haute température. La diffusion par les impuretés ionisées est donc plus efficace à basse qu'à haute température. Le temps de relaxation pour la diffusion par les impuretés τ_i augmente donc quand la température augmente. A l'aide de la théorie de la diffusion de Rutherford, on a pu montrer que la mobilité des impuretés ionisées due à la diffusion augmente avec la température selon l'expression qui suit :

$$\mu_i(T) = (m^*)^{-\frac{1}{2}} N_I T^{\frac{3}{2}} \quad \text{III.16}$$

Où N_I représente la concentration des impuretés.

A basse température (<100°K) : C'est la diffusion par les impuretés qui prédomine, alors qu'à haute température (>200°K) les porteurs se déplacent plus rapidement, et passent donc moins de temps près des impuretés. Par conséquent, à hautes températures la dispersion du réseau est le procédé principal de dispersion.

Chapitre 3 _____ Mise en évidence les effets de la température sur les paramètres du modèle EKV

Des valeurs typiques de la mobilité à température ambiante pour des semi-conducteurs classiques sont présentées au tableau ci dessous :

	Si	Ge	GaAs
μ_n	0.135	0.36	0.8
μ_p	0.048	0.18	0.003

Tableau III.2. Mobilité à température ambiante 300°K des semi-conducteurs classiques exprimées en $[m^2V^{-1}S^{-1}]$ [24]

La règle de Mathiesen permet d'exprimer la mobilité des porteurs par :

$$\mu = \left(\frac{1}{\mu_R} + \frac{1}{\mu_l} \right)^{-1} \quad \text{III.17}$$

La mobilité limité par dispersion d'impureté est proportionnelle à $T^{3/2}$ et la mobilité limité par dispersion de réseau est proportionnelle à $T^{3/2}$. Par conséquent à de basses températures la mobilité de porteur est proportionnelle à $T^{3/2}$, et à $T^{3/2}$ à hautes températures.

Les différents mécanismes de dispersion qui affectent la mobilité des porteurs libres ont des variables dépendant de température. A basse température la mobilité augmente avec l'augmentation de la température puisque c'est la dispersion d'impuretés qui domine, tandis qu'à haute température la mobilité diminue avec la température car c'est la dispersion du réseau qui domine.

La dépendance de la température est généralement calculée par l'expression suivante:

$$U_0(T) = U_0 \left(\frac{T_{Knom}}{T_{Kref}} \right)^{BEX} \quad \text{III.18}$$

T_{Kref} est la température de caractérisation, c'est à dire la température à laquelle ont été mesurés les paramètres du modèle de référence, et T_{Knom} est la température nominale de simulation correspondant à la température d'utilisation. Le paramètre BEX est de l'ordre de -1,8.

Les résultats de simulation de la variation de la mobilité en fonction de la température sont ceux de la figure III.3. Cette étude montre une diminution de la mobilité quand la température augmente entre 100°K et 400°K

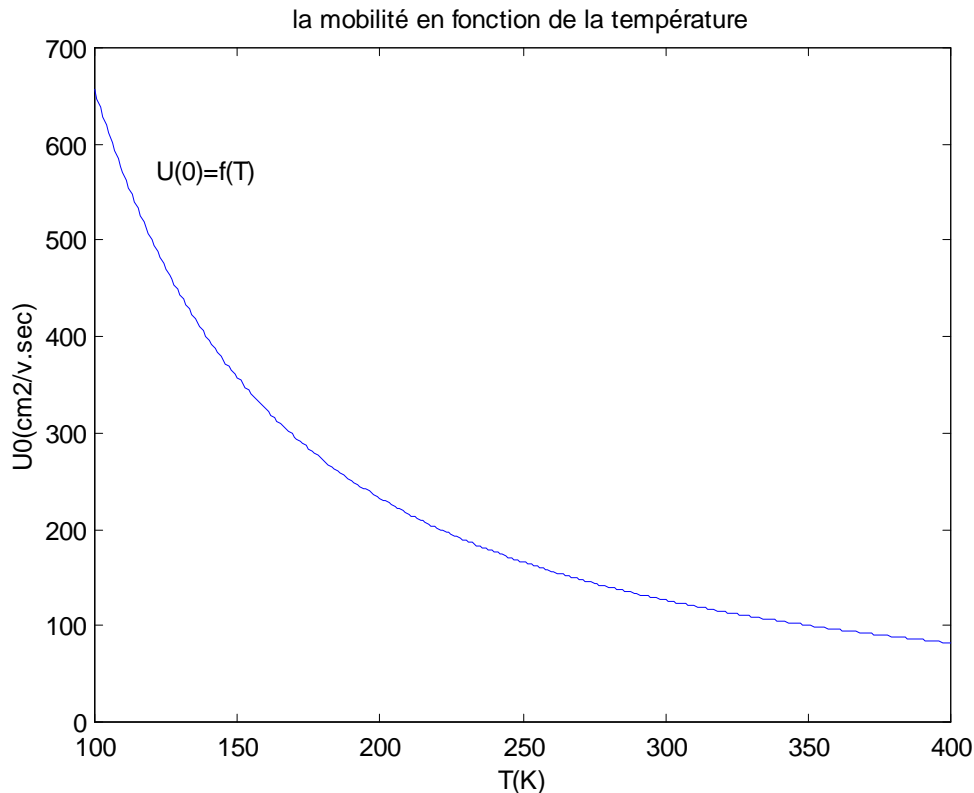


Figure III.3.variation de la mobilité en fonction de la température.[12]

III.5. La conductivité électrique

Dans un semi-conducteur avec deux types de porteurs la conductivité électrique est donnée par:

$$\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p \quad \text{III.19}$$

Les nombres volumiques de porteurs de charge n et p ainsi que les mobilités μ_n et μ_p dépendent de la température.

Pour un semi-conducteur intrinsèque $n = p = n_i$ et à partir de l'équation III.12 on a [11]:

$$\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p = n_i q(\mu_n + \mu_p) \propto (\mu_n + \mu_p) T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2KT}\right) \quad \text{III.20}$$

Si le semi-conducteur est non dégénéré et à température pas trop basse, les mobilités varient approximativement comme T^{-1} ou $T^{-3/2}$. Cette loi en puissance de T compense à peu près le facteur $T^{-3/2}$ qui intervient dans l'expression de n_i .

La variation de la conductivité en fonction de la température $\sigma(T)$ est donc exponentielle et proportionnelle à $\exp(-E_g / 2KT)$. L'énergie d'activation dans le domaine intrinsèque correspond à la mobilité de la demi-largeur de bande interdite du semi-conducteur ($E_g / 2$).

Dans un semi-conducteur dopé, la contribution des porteurs majoritaires est de plusieurs ordres de grandeur supérieur à celle des minoritaires. La conductivité est donc proportionnelle au nombre de porteurs majoritaires.

A basse température le facteur exponentiel dans l'expression de n et p prédomine et il s'en suit, approximativement, pour un semi-conducteur de type n:

$$\sigma_n \propto \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{KT}\right) \quad \text{III.21}$$

où ΔE_d est l'énergie d'ionisation du niveau donneur. Lorsque toutes les impuretés sont ionisées, le régime d'épuisement est atteint et la dépendance en température, relativement modérée n'est due qu'à la variation de mobilité qui passe par un maximum au voisinage de la température ambiante entre les régimes de diffusion par les impuretés ionisés et par le réseau.

III.6. Tension de seuil

Il est à noter que la tension de seuil qui représente dans le cas des transistors MOS, la tension appliquée entre la grille et le substrat à partir de laquelle un transistor MOS à enrichissement devient passant. La tension de seuil est exprimée par :

$$V_{th} = 2\Phi_F + V_{FB} + \frac{\sqrt{2\epsilon q N_{SUB} (2\Phi_F + V_{SB})}}{C_{ox}} \quad \text{III.22}$$

où ϕ_F est le potentiel de Fermi, qui s'exprime par :

$$\phi_F(T) = \pm \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{n_c}{n_i(T)}\right) \quad \text{III.23}$$

Avec KT/q est le potentiel thermique qui dépend étroitement de la température entraînant ainsi une dépendance du potentiel de fermi de la température conduisant par conséquent à la dépendance de la tension de seuil de la température.

Dans le cas du modèle EKV visée par notre étude la tension de seuil varie en fonction de la température selon l'expression :

$$V_{TO}(T) = V_{TO} - TVC \cdot (T - T_{nom}) \quad \text{III.24}$$

On rappelle que TCV est le coefficient de température de la tension de seuil.

V_{T0} : Tension de seuil à 300°K

T_{nom} : La température nominale

III.7. Bruit du transistor

Comme nous l'avons cité auparavant, le canal du transistor est aussi un siège de bruit thermique qui varie proportionnellement de la température, selon la relation:

$$S_{\Delta I_D} = 4kT \cdot G_{Nth} \quad \text{III.25}$$

où G_{Nth} est la conductance du bruit thermique.

III.8. Courants de fuite dans des dispositifs CMOS

Dans les technologies CMOS récentes, plusieurs phénomènes physiques sont des sources des courants de fuite. On notera entre autres les courants de grille, courants de jonction et d'autres courants du second degré ajoutés au courant de canal. Les courants de fuite varient avec la variation de la température. En effet, les courants de fuites augmentent généralement quand la température augmente. On s'est intéressé dans notre travail au courant de fuite I_{ON} et I_{OFF} dont la variation avec la température sera mise en évidence par simulation.

III.9.Conclusion

Nous avons jugé adéquat de citer au sein de ce chapitre les paramètres physiques les plus influencés par la variation de la température, et entraînant ainsi la variation des paramètres électriques du transistor: à savoir la variation de son courant de drain et par conséquent des courants régissant le fonctionnement de ce composant.