Chapitre II:

Influence de la température sur la capacité de la photopile à jonction verticale série sous éclairement monochromatique en modulation de fréquence

II.1. Introduction

L'absorption de photons incidents d'énergie supérieure à celle du gap du matériau utilisé dans la cellule photovoltaïque lorsque celle-ci est éclairée par la lumière provoque la création de paire électron-trou [7]. Cette paire est par la suite séparée par un champ électrique interne qui se trouve au niveau de la zone de charge d'espace. L'électron (base de type p) est séparé du trou participe à la génération d'un photocourant d'électrons. L'étude dans ce chapitre est menée théoriquement en régime dynamique fréquentiel pour déterminer les paramètres macroscopiques et électriques tels que la phototension, le photocourant et la capacité de diffusion à partir de la densité des porteurs minoritaires de charge en excès dans la base de la photopile. L'influence de la température, de la modulation de fréquence sur ces paramètres sera mise en exergue. Nous allons utiliser les diagrammes de Bode et Nyquist pour montrer l'effet de la température et de la longueur d'onde incidente sur la capacité de diffusion de la photopile.

II.2. Présentation de la photopile à jonction verticale série

La photopile au silicium est constituée de matériaux semi-conducteurs de type P (dopés avec des atomes accepteurs) et de type N (dopés avec des atomes donneurs). La diffusion de charges majoritaires provoque la création de la jonction P-N et construit ainsi la zone de charge d'espace [11]. La figure II-1 représente une photopile à jonction verticale connectée en série.

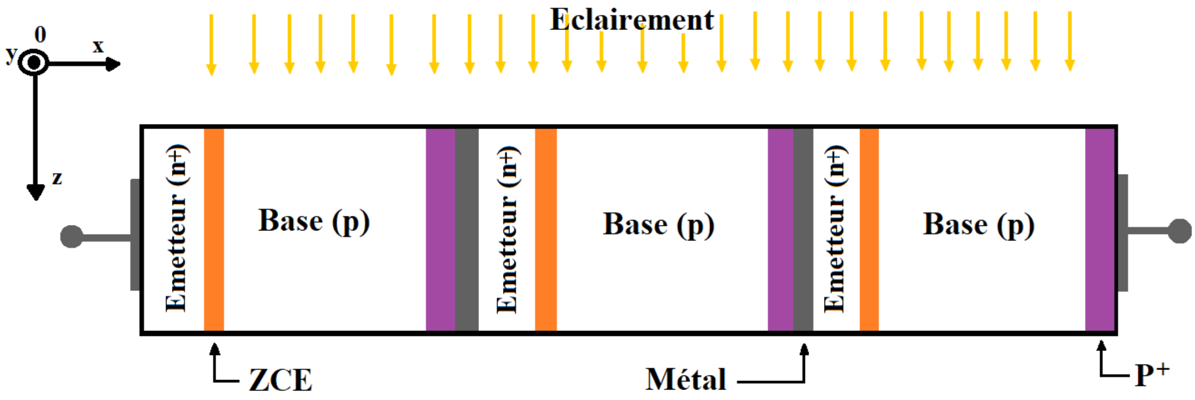

Figure II-1 : **Schéma d'une photopile à jonction verticale connectée en série**

- Emetteur : De type n avec une très faible épaisseur (environ $1\mu m$), il présente une forte densité d'atomes donneurs allant de 10^{17} à 10^{19} $at.cm^{-3}$. Les porteurs minoritaires sont les trous.

- Zone de charge d'espace (ZCE) : Elle représente la jonction émetteur-base où règne un champ électrique intense qui sépare les paires électron-trou qui arrivent au voisinage de la jonction et facilite le passage de l'électron à travers la jonction.

- Base : généralement de type p avec une épaisseur importante (environ $400\mu m$), elle présente des atomes accepteurs avec une faible densité estimée de 10^{15} à $10^{17}$$at.cm^{-3}$. Les électrons sont les porteurs minoritaires dans cette zone.

- BSF (Base Surface Field) : A la face arrière de la cellule qui est l'extrémité arrière de la base, il y'a un surdopage en atome accepteurs par rapport à la base entrainant la création d'un champ électrique. Ce champ a pour objectif de renvoyer les porteurs photocrées, depuis l'arrière de la base vers la jonction.

Des grilles métalliques, qui sont des contacts électriques ohmiques, sont attachées sur les faces avant et arrière. Elles assurent la collecte des porteurs photocrées sur le circuit extérieur.

II.3. Densité des porteurs minoritaires de charge en excès dans la base sous éclairement monochromatique en modulation de fréquence

II.3.1. Equation de continuité en régime dynamique fréquentiel

En régime dynamique fréquentiel, les porteurs minoritaires de charge obéissent à l'équation de continuité suivante [7] :

$$D(w,T)\frac{\partial^2\delta(x,\lambda,T,t)}{\partial x^2}-\frac{\delta(x,\lambda,T,t)}{\tau}=-G(z,t)+\frac{\partial\delta(x,\lambda,T,t)}{\partial t} \quad \text{(II-1)}$$

Avec x l'épaisseur dans la base le long de l'axe des abscisses x, λ la longueur d'onde et z la profondeur dans la base selon l'axe verticale.

Dans cette équation :

$\delta(x,\lambda,T,t)$ représente la densité des porteurs minoritaires à la base ; son expression après séparation des variables spatiales et temporelle donne :

$$\delta(x,\lambda,T,t)=\delta(x,\lambda,T).e^{j\omega t} \quad \text{(II-2)}$$

$G(z,\lambda,t)$ est le taux global de génération des porteurs minoritaires dépendant de la profondeur z dans la base, la longueur d'onde et au temps t; la séparation des variables spatiale et temporelle donne l'expression suivante :

$$G(z,\lambda,t)=g(z,\lambda).e^{jwt} \quad \text{(II.3)}$$

Avec

$$g(z,\lambda)=\varphi(\lambda).\alpha(\lambda)[1-R(\lambda)]e^{-\alpha(\lambda)z} \quad \text{(II-4).}$$

$g(z,\lambda)$ est la composante spatiale du taux global de génération et e^{jwt} sa composante temporelle.

$\varphi(\lambda)$ et $\alpha(\lambda)$ représentent respectivement le flux de la lumière incidente monochromatique et le coefficient d'absorption monochromatique du matériau en fonction de la longueur d'onde λ.

$R(\lambda)$ le coefficient de réflexion monochromatique du matériau en fonction de λ.

$D(w,T)$ représente le coefficient de diffusion complexe en fonction de la pulsation et de la température. Son expression est donnée par la relation suivante [9] :

$$D(w,T) = D_0(T)\left[\frac{1+w^2\tau^2}{(1-w^2\tau^2)^2+(2w\tau)^2} - w\tau\frac{1+w^2\tau^2}{(1-w^2\tau^2)^2+(2w\tau)^2}i\right] \qquad \text{(II-5)}$$

Avec $$D_0(T) = \mu(T).\frac{K_b}{q}.T \qquad \text{(II-6)}$$

Et $$\mu(T) = 1{,}43.10^9.T^{-2{,}42}cm^2.V^{-1}.s^{-1}$$

L'équation (II-5) nous a permis de tracer la courbe représentant le coefficient de diffusion en fonction de la pulsation en variant la température à la figure suivante :

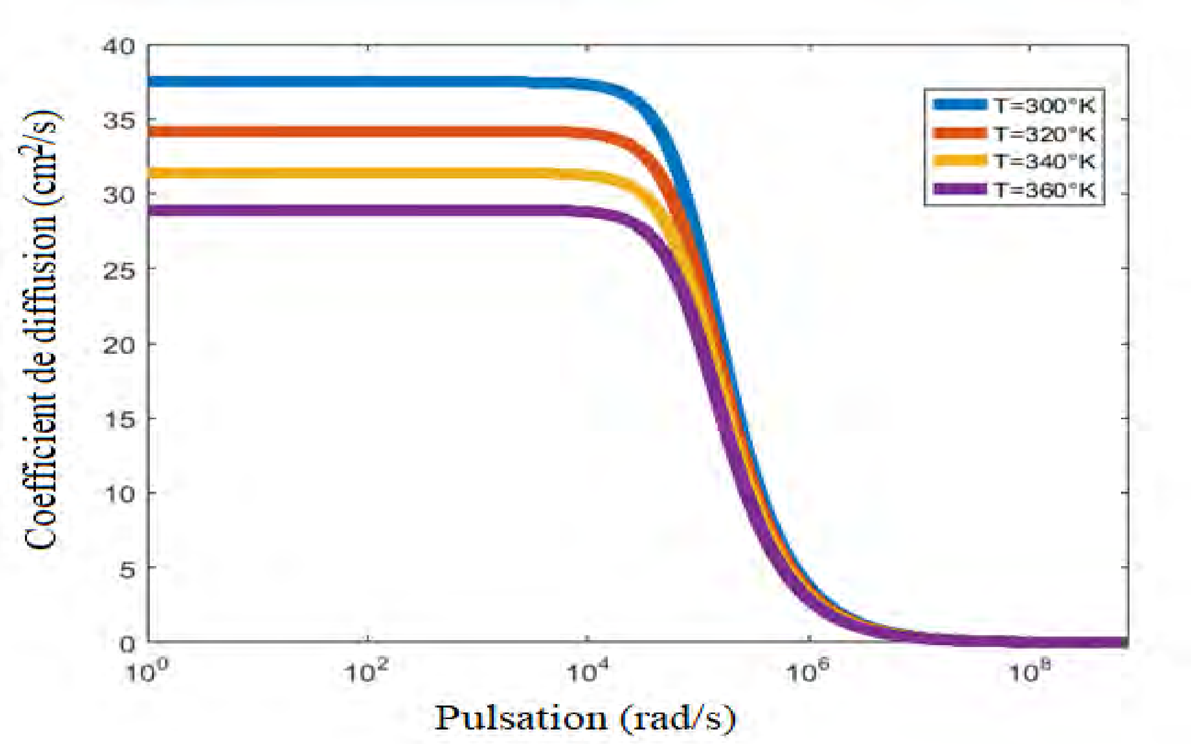

Figure II-2 : Profil du coefficient de diffusion complexe en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de la température

Nous constatons que le coefficient de diffusion diminue lorsque la température augmente. Le coefficient de diffusion est maximal et constant lorsque la pulsation est inférieure ou égale à 10^4. Cette zone correspond au fonctionnement quasi-statique de la photopile. Au-delà de cette valeur on note une diminution progressive du coefficient de diffusion jusqu'à ce qu'il soit presque nul. En effet, l'excitation répétée sur la photopile entraine une difficulté de diffusions des porteurs à travers le matériau car ils leur manquent du temps de relaxation. D'où l'explication de la diminution du coefficient de diffusion.

II.3.2. Résolution de l'équation de continuité

En séparant les variables spatiales et temporelle, l'équation de continuité est réduite à l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \delta(x,z,\lambda,T)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x,z,\lambda,T)}{L^2(w,T)} = -\frac{g(z,\lambda)}{D(w,T)} \qquad \text{(II-7)}$$

II.3.2.1. Résolution de l'équation sans second membre

$$\frac{\partial^2 \delta(x,z,\lambda,T)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x,z,\lambda,T)}{L^2(w,T)} = 0 \qquad \text{(II.8)}$$

L'équation caractéristique est :

$$r^2 - \frac{1}{L(\omega,T)^2} = 0 \qquad \text{(II.9)}$$

L'équation (II.9) du second degré admet donc deux racines distinctes r_1 et r_2 qui s'écrivent :

$$r_1 = -\frac{1}{L(\omega,T)} \qquad \text{(II.10)}$$

$$r_1 = +\frac{1}{L(\omega,T)} \qquad \text{(II.11)}$$

La solution, de l'équation sans second membre (II.8), peut se mettre sous la forme :

$$\delta_1(x,z,\lambda,w,T,S_f) = A(z,\lambda,w,T,S_f)ch\left(\frac{x}{L(w,T)}\right) + B(z,\lambda,w,T,S_f)sh\left(\frac{x}{L(w,T)}\right) \qquad \text{(II.12)}$$

II.3.2.2. Résolution de l'équation avec second membre

$$\frac{\partial^2 \delta(x,z,\lambda,w,T,S_f)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x,z,\lambda,w,T,S_f)}{L(w,T)^2} = -\frac{g(z,\lambda)}{D(w,T)} \qquad \text{(II.13)}$$

La solution particulière de cette équation est de la forme :

$$\delta_2(z,\lambda,w,T) = K.e^{-\alpha(\lambda)z} \qquad \text{(II.14)}$$

En injectant cette solution dans l'équation (II.13), on trouve la valeur de K qui vaut :

$$K = \frac{\alpha_\lambda.\phi_\lambda.(1-R_\lambda).L(\omega,T)^2}{D(\omega,T)} \qquad \text{(II.15)}$$

Ainsi, la solution générale de l'équation (II.13) est donnée par

$$\delta(x,z,\lambda,w,T,S_f) = A(z,\lambda,w,T,S_f)ch\left(\frac{x}{L(w,T)}\right) + B(z,\lambda,w,T,S_f)sh\left(\frac{x}{L(w,T)}\right) + \frac{L(w,T)^2 g(z,\lambda)}{D(w,T)}$$
(II.16)

$A(z,\lambda,w,T,S_f)$ et $B(z,\lambda,w,T,S_f)$ sont déterminées à partir des conditions aux limites.

La solution de l'équation (II-7) est la suivante :

$$\delta(x,z,\lambda,w,T,S_f) = A(z,\lambda,w,T,S_f)ch\left(\frac{x}{L(w,T)}\right) + B(z,\lambda,w,T,S_f)sh\left(\frac{x}{L(w,T)}\right) + \frac{L(w,T)^2 g(z,\lambda)}{D(w,T)}$$

(II.17)

II.3.3. Conditions aux limites

La recombinaison des porteurs minoritaires de charges en excès se fait au niveau des interfaces. En tenant compte de cela, des conditions aux limites sont établies par les expressions suivantes :

- A la jonction (x=o) :

$$\frac{\partial\delta(x,z,\lambda,w,T,S_f)}{\partial x}\Big|_{x=0} = \frac{S_f.\delta(x,z,\lambda,w,T,S_f)}{D(w,T)}\Big|_{x=0} \quad \text{(II.18)}$$

- A la face arrière (x=H) :

$$\frac{\partial\delta(x,z,\lambda,w,T,S_f)}{\partial x}\Big|_{x=H} = -\frac{S_b.\delta(x,z,\lambda,w,T,S_f)}{D(w,T)}\Big|_{x=H} \quad \text{(II.19)}$$

Les paramètres Sf et Sb représentent respectivement les vitesses de recombinaison des porteurs minoritaires en excès à la jonction et à la face arrière [11]. Sf détermine le point de fonctionnement de la photopile [7].

H : épaisseur de la base de la photopile.

Les expressions $A(z,\lambda,w,T,S_f)$ et $B(z,\lambda,w,T,S_f)$ sont données par les équations suivantes :

$$A(Sf,Sb,z,\omega,\lambda) = -\frac{\left(Sf.D(\omega,T).ch\left(\frac{H}{L(\omega,T)}\right) + Sf.L(\omega,T).Sb.sh\left(\frac{H}{L(\omega,T)}\right) + D(\omega,T).Sb\right).\left(L(\omega,T)^3.G(z)\right)}{D(\omega,T)^2.L(\omega,T).(Sb+Sf).ch\left(\frac{H}{L(\omega,T)}\right) + \left(D(\omega,T).L(\omega,T)^2.Sf.Sb + D(\omega,T)^3\right).sh\left(\frac{H}{L(\omega,T)}\right)}$$

(II.20)

$$B(Sf,Sb,z,\omega,\lambda) = -\frac{\left(L(\omega,T).Sb - L(\omega,T).Sb.ch\left(\frac{H}{L(\omega,T)}\right) - D(\omega,T).ch\left(\frac{H}{L(\omega,T)}\right)\right).\left(Sf.L(\omega,T)^3.G(z)\right)}{D(\omega,T)^2.L(\omega,T).(Sb+Sf).ch\left(\frac{H}{L(\omega,T)}\right) + \left(D(\omega,T).L(\omega,T)^2.Sf.Sb + D(\omega,T)^3\right).sh\left(\frac{H}{L(\omega,T)}\right)}$$

(II.21)

II.4. Profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur de la base

II.4.1. Pour différentes valeurs de la pulsation

II.4.1.1. En circuit-ouvert

La figure II-3 donne, en circuit ouvert, le profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation.

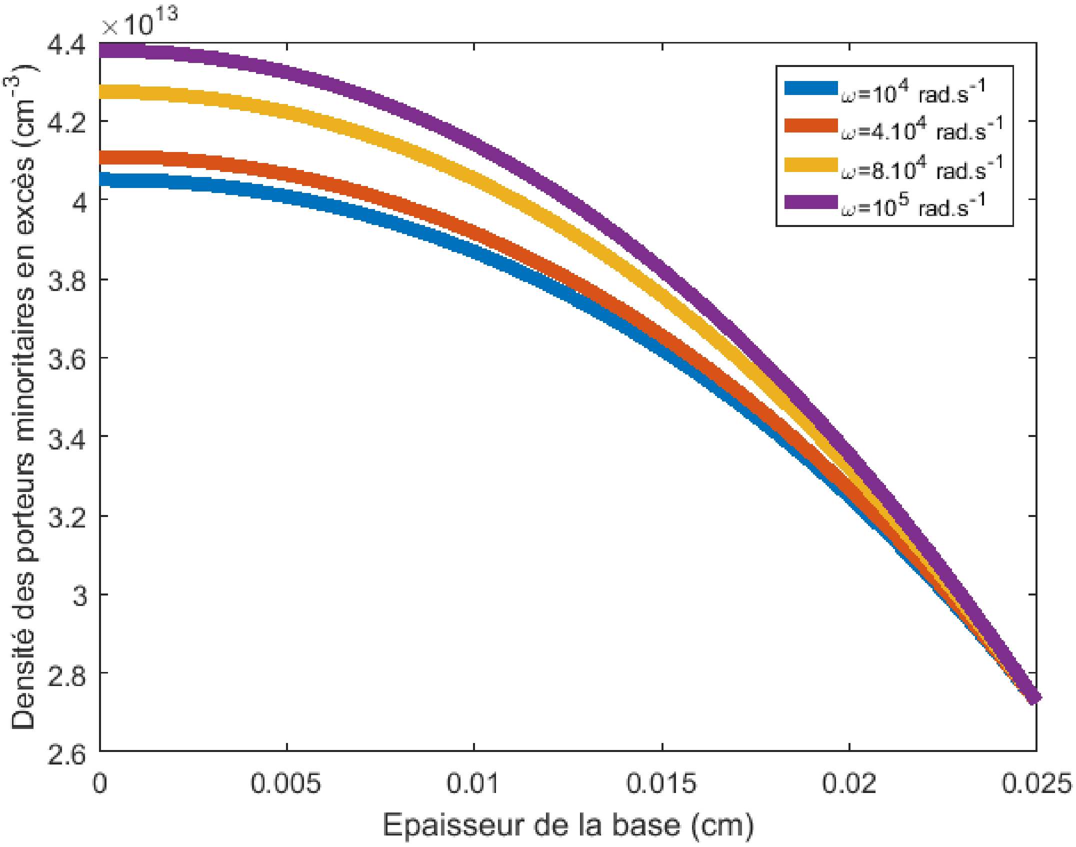

Figure II-3 : Profil de la densité des porteurs minoritaires en excès en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation ($S_f = 10\ cm.s^{-1}$, λ=1,00 µm, T=300°K ; z=170 µm)

Nous notons une augmentation de la densité des porteurs minoritaires près de la jonction lorsqu'on augmente la pulsation. Près de la jonction, nous avons un gradient nul correspondant à un blocage des porteurs minoritaires dans cette zone. Nous observons une deuxième zone où on a une diminution de la densité des porteurs minoritaires lorsque l'épaisseur dans la base augmente. On a donc un gradient négatif, ce qui veut dire qu'il y a une recombinaison en volume dans la base et en surface arrière.

II.4.1.2. En court-circuit

En court-circuit, la représentation du profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation est illustrée par la figure suivante :

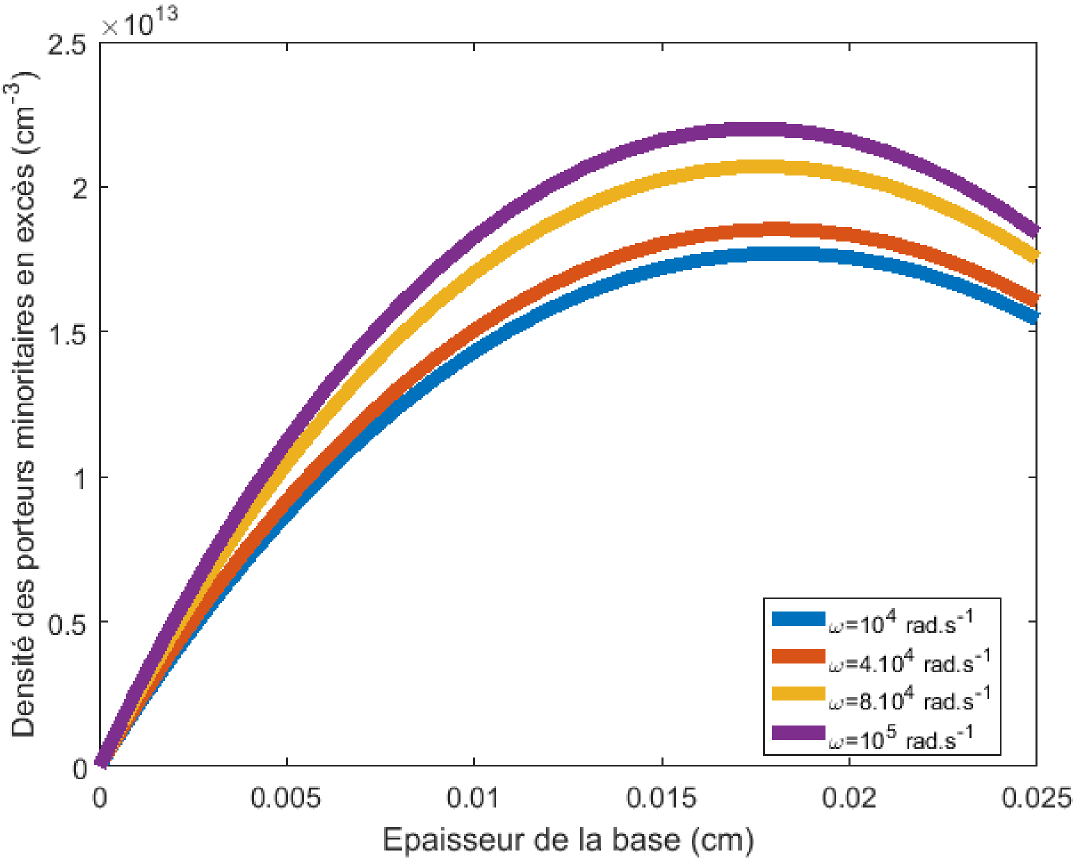

Figure II-4 : Profil de la densité des porteurs minoritaires en excès en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la pulsation ($Sf = 6.10^6\ cm.s^{-1}$, λ=1,00 µm, T=300°K ; z=170 µm)

Nous constatons une augmentation de la densité des porteurs minoritaires jusqu'à atteindre une valeur maximale correspondant à l'épaisseur x_{cc}, qui est la barrière de stockage des porteurs. Cette augmentation montre que dans cette région de la base, avec un gradient positif, il y a un passage de flux d'électrons photogénerés à travers la jonction pour participer au photocourant. A x_{cc}, le gradient est nul, nous avons donc un blocage des porteurs à ce niveau. Au-delà de x_{cc}, la courbe décroît, on a donc un gradient négatif, et donc une recombinaison. L'augmentation de la pulsation entraine une augmentation de la densité.

II.4.2. Pour différentes valeurs de la température

II.4.2.1 En circuit-ouvert

En circuit ouvert, le profil de la densité des porteurs minoritaires en excès en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la température est illustré par la figure II-5.

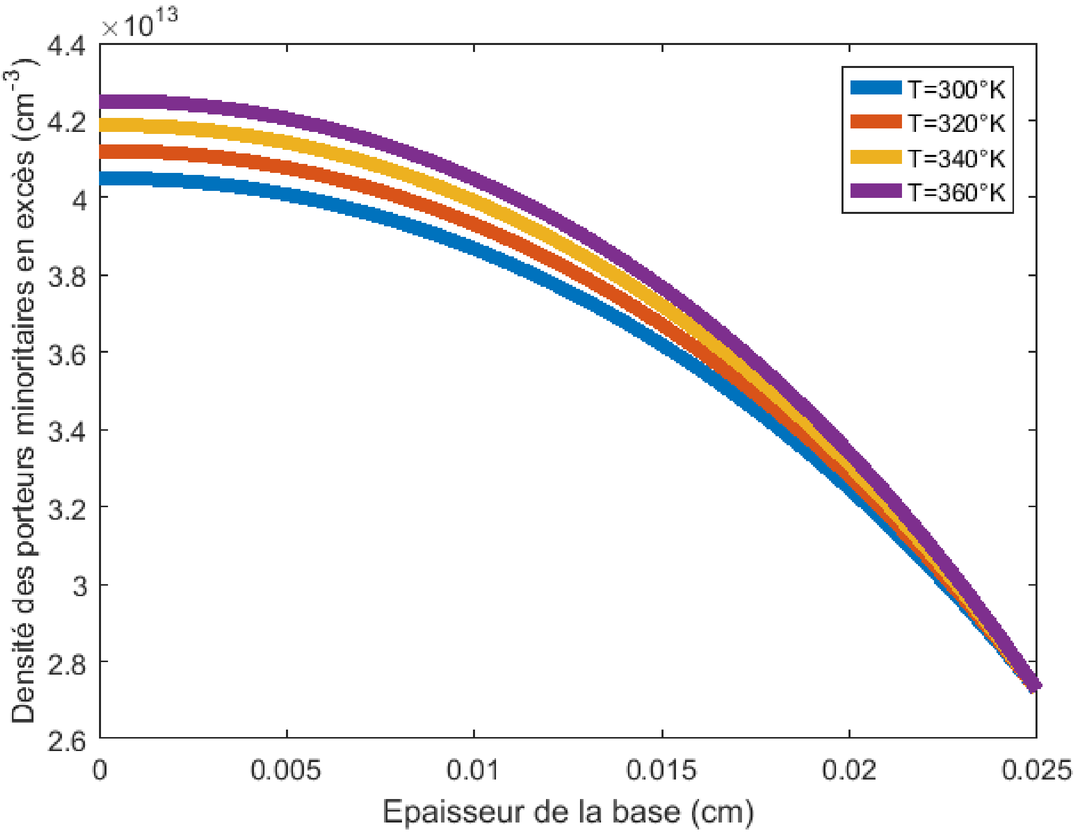

Figure II-5 : Profil de la densité des porteurs minoritaires en excès en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la température (Sf=10 cm/s ; λ=1,00 µm ; ω=10^4 rad/s ; z=170 µm)

Une première zone où le gradient est nul correspond à une accumulation des porteurs minoritaires dans la base. Nous constatons une deuxième zone où la densité des porteurs minoritaires diminue avec l'épaisseur dans la base, on a donc un gradient négatif ce qui explique qu'il y a une recombinaison en volume dans la base et en surface arrière. Nous observons près de la jonction une augmentation de la densité des porteurs lorsque nous augmentons la température. En effet l'augmentation de la température entraine un mouvement désordonné des porteurs, ce qui empêche leur passage à travers la jonction car ils doivent avoir un mouvement ordonné pour la traverser. Ils se retrouvent donc bloqués au voisinage de la jonction.

II.4.2.2. En court-circuit

En court-circuit, le profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la température est représenté à la figure II-6.

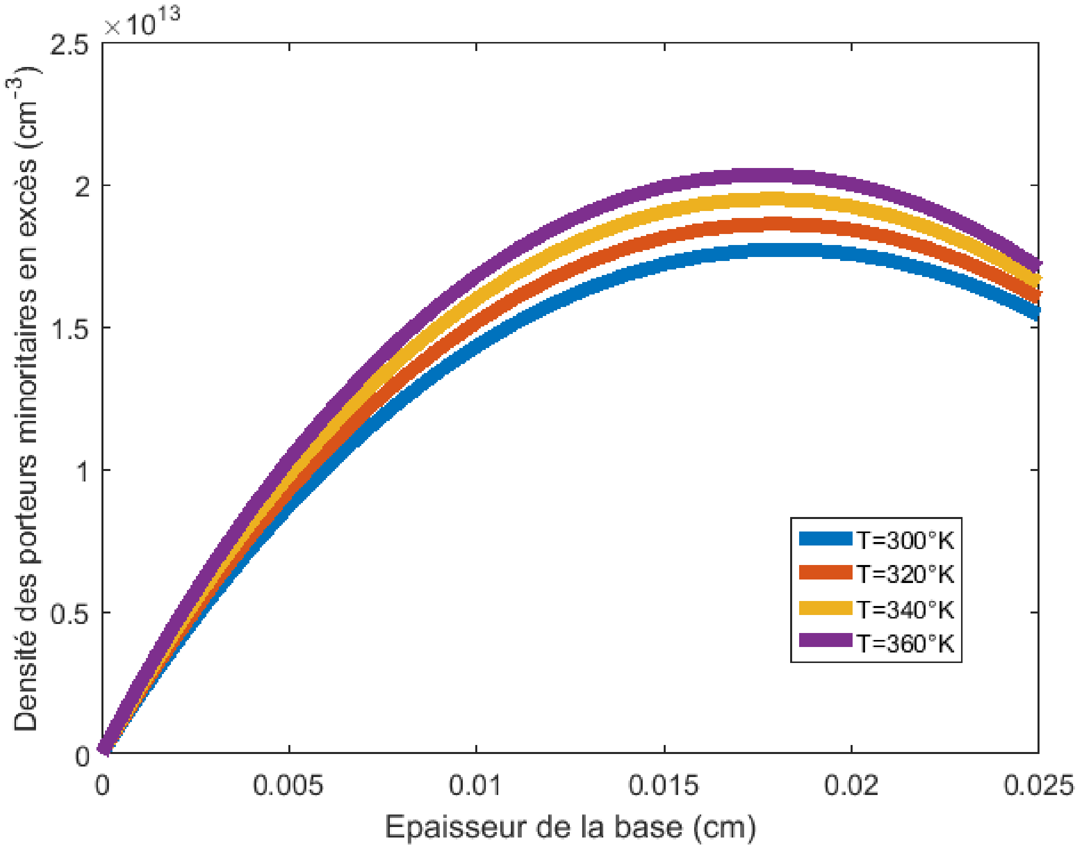

Figure II-6 : Profil de la densité des porteurs minoritaires en excès en fonction de l'épaisseur de la base pour différentes valeurs de la température (Sf=6.10^6 cm/s ; λ=1,00 µm ; ω=10^4 rad/s ; z=170 µm)

Nous observons une première zone où le gradient est positif, les porteurs minoritaires qui s'y trouvent, peuvent traverser la jonction et participer au photocourant. Une deuxième zone où le gradient est négatif nous montre qu'il y a une recombinaison en volume dans la base et en surface arrière. La partie où le gradient est nul, ce point correspond à la barrière de stockage des porteurs minoritaires, les porteurs ne bougent pas. Nous notons l'augmentation de la densité des porteurs lorsque la température augmente.

La détermination de la densité des porteurs minoritaires en excès, notamment sa variation en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation et pour différentes valeurs de la température nous permettra de déduire le photocourant dans la base.

II.5. Densité de Photocourant

II.5.1. Expression :

La densité de photocourant d'une photopile est déterminée à partir du gradient de la densité des porteurs minoritaires à la jonction. Son expression est donnée par l'équation (II.8):

$$J_{ph}(Sf, Sb, T, z, \omega, \lambda) = q.D.\left.\frac{\partial \delta(Sf, x, z, \omega, \lambda)}{\partial x}\right|_{x=0} \qquad \text{(II.8)}$$