

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



UNIVERSITE SAAD DAHLAB DE BLIDA
DE TECHNOLOGIE



FACULTE

DEPARTEMENT DES ENERGIES RENOUVELABLES

Mémoire

Présenté pour l'obtention du diplôme de

Master

Option : conversion photovoltaïque

Thème:

Comparaison par simulation numérique entre une cellule solaire de structure pin et une autre de structure nip à base d'InP par wx AMPS-1D en présence des défauts profonds.

Présenté par:

M^{elle} DIHKAL Fatma

Soutenue le 21 juin 2016 devant le jury :

Pr NACER Saïd

Président

Mr KAKLANE Hamza

Examineur

Dr BEDIA Asma

Examineur

Dr MAZOUZ Halima

Promotrice

RESUME :

Dans ce travail, une simulation numérique d'une cellule solaire à base InP a été réalisé par le logiciel wxAMPS-1D. Une comparaison entre la structure n-i-p et p-i-n de la cellule est faite pour constater laquelle des deux structure présente un meilleur rendement de conversion. Une étude de l'effet des défauts profonds sur les paramètres externes (tension de circuit ouvert, courant de court-circuit, facteur de forme et rendement de conversion) est aussi est réalisé sur les deux structure au fin de définir la structure la plus sensible à ces derniers.

ABSTRACT:

In this work, a numerical simulation of a solar cell based InP was executed by the wxAMPS-1D software. A comparison between the structure n-i-p and p-i-n of the cell is made to find which of the structure has a better conversion efficiency. A study of the effect of deep defects on external parameters (open circuit voltage, short circuit current, form factor and conversion efficiency) is also performed on the two structure to define the most sensitive structure to the this defects.

الملخص:

في هذا العمل، تم إنشاء المحاكاة العددية للخلية الشمسية المصنوعة من قيفوسفيد الإنديوم ببرنامج المحاكاة wxAMPS-1D احادي البعد كما قمنا بإجراء مقارنة بين البنية $n-i-p$ و $p-i-n$ للخلية للعثور على أي من هيكلي اثنين لديه أفضل كفاءة التحويل. يتم إجراء دراسة تأثير العيوب العميقة على المعلمات الخارجية (جهد الدائرة المفتوحة، شدة إدارة المستقصرة، عاملا لشكل وكفاءة التحويل) أيضا على البنية لتحديد الهيكل الأكثر حساسية لهذا الأخير.



Remerciements

Avant tout, nous remercions Allah le tout puissant qui nous a données la force pour réaliser cet travail que nous souhaitons qu'il atteindra nos aspirations, si Dieu le veut.

*je tiens à remercier mon encadreur professeur **Mazouz Hatima**, pour m'avoir propose ce sujet, pour m'avoir fait beneficier de ses competences scientifiques et sa constante disponibilite. elle s'est toujours montreprete à me prodiguer ses precieuses conseils.*

*Je tiens à remercier **Doumas Tarfik** chef d'option photovoltaïque, département des Energies Renouvelables, Université Saad Dehleb de Blida, pour avoir été très compréhensif et coopératif pour que jepuisse avancer dans mes études et mon mémoire de master.*

Un grand merci vont à ma famille, mes amies et les collègues de travail qui m'ont encouragé et donné la force de passer les moments difficiles.

Je remercie tous ceux qui de près ou de loin mon ont aidés à la réalisation de ce travail.

A bouquet of white and red roses is shown on the left side of the page. The roses are in various stages of bloom, with some fully open and others as buds. The stems are green with leaves. The background is a soft, light blue and white gradient.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à :
Mes chers parents : Mohamed et Tahra

*Mes frères : Abd elmaleket Abd
Errahmane'*

*Mes sœurs : Siham, Nawal, Aicha,
Habiba, Zina et Rachida
que dieu l'accueille en son vaste
paradis*

Et mes oncles et mes tante

Mes grande père : Ahmed et Lahcene

*Sans oublier mes grande mère
(Kaltoum et Tahra)*

Mon fiancé : Abd Errahmane

*Et tous la famille Dihkal
Tous qui donnent une contribution de
réalisation dece mémoire*

*Tous mes amis et mes collègue surtout
ma chéré ABNI Hafsa.*

Conclusion générale

Dans ce mémoire, nous avons effectué une simulation numérique des caractéristiques électriques d'une cellule solaire à base InP par le logiciel wxAMPS-1D. Une comparaison entre la structure n-i-p et p-i-n de la cellule est faite pour constater laquelle des deux structures présente un meilleur rendement de conversion et cela en présence et absence des défauts profonds.

Dans un premier temps, nous avons présenté des notions de base sur le photovoltaïque, la cellule solaire d'une structure PIN son principe de fonctionnement, ses caractéristiques électriques ainsi que l'InP comme semiconducteurs pour les cellules solaire et les défauts créés dans ce dernier.

Dans le deuxième chapitre, une présentation du logiciel Wx AMPS a été détaillée et les structures cellulaires étudiées ont été présentées.

Le troisième et dernier chapitre, du présent travail, aborde la simulation numérique du comportement de la cellule solaire de structure pin et nip à base d'InP sans et en présence des défauts profonds dans la structure. Les résultats obtenus sont présentés, commentés et comparés aux valeurs expérimentales tirées de la littérature.

La simulation numérique de la cellule solaire nous a permis de calculer les paramètres photovoltaïques qui caractérisent la cellule solaire de deux différentes structures (pin et nip). Les résultats obtenus sont en bon accord avec autres résultats numériques.

Une comparaison a été réalisée, ensuite, pour définir la structure cellulaire la plus sensible aux défauts profonds. D'après cette étude, on a trouvé que la cellule solaire de structure nip est plus sensible aux défauts profonds par rapport à une cellule de structure pin.

Le courant de court-circuit et la tension à circuit ouvert sont les paramètres les plus influencés par les défauts. Le défaut nommé H4 est le défaut le plus influençant sur ces paramètres car c'est un défaut profond, il joue le rôle d'un centre de recombinaison.

En perspectives, nous suggérons une étude de l'effet des défauts sur une hétérojonction à base de GaAs et InP.

SOMMAIRE

Remerciement	I
Dédicace	II
Résumé.....	III
Sommaire	IV
Liste des figures.....	V
Liste des tableaux.....	VI
Nomenclature	VII
Introduction générale.....	2

CHAPITRE I : Aspects théoriques et définitions

I.1 Spectre solaire	4
I.2. Effet Photovoltaïque.....	5
I.2.1 Absorption de la lumière	6
I.2.2 Transfert d'énergie des photons aux charges électriques	7
I.2.3 Collecte des charges.....	9
I.2.4 Recombinaison	9
I.2.4.a Recombinaison en surface	9
I.2.4.b Recombinaisons en volume	9
<i>Recombinaison en volume de type radiatif</i>	<i>9</i>

<i>Recombinaison en volume de type Auger</i>	10
<i>Recombinaison en volume de type SRH</i>	10
I.3 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire PIN	11
I.4 Caractéristiques électriques de la cellule photovoltaïque.....	12
I.4.1 Courant de court-circuit(I_{cc})	13
I.4.2 Tension de circuit ouvert (V_{co})	13
I.4.3 Puissance maximale(P_{max})	14
I.4.4 Facteur de forme (FF).....	14
I.4.5 Rendement de conversion (η)	14
I.5 Cellule solaire à base InP	14
I.5.1 Phosphure d'indium.....	14
I.5.2. Evolution des cellules solaires à base d'InP	16
I.5.3Méthodes de croissance des couches	17
I.6 Différents types de défauts dans les semi-conducteurs	18
I.6.1	Défauts
ponctuels.....	18
I.6.2	Défauts
étendus.....	19

Chapitre II : modèle numérique et Simulation

II.1 wx AMPS-1D.....	22
II.1.1 Bref historique	23
II.1.2 Capacité de Wx AMPS.....	23

II.1.3 Fonctionnement de Wx AMPS	23
II.1.3.a Conditions environnementales	24
II.1.3.b Propriétés du matériau constituant chaque couche.....	24
II.1.3.c Exécution du logiciel AMPS-1D pour le cas de base.....	25
II.2. Modèle numérique	25

Chapitre III : resultats et discussions

III.1 Effet de la structure sur les paramètres externes de la cellule solaire	32
III.2 Effet des défauts sur les paramètres externes.....	34
III. 2.1. Effet des défauts sur les paramètres externes de la structure pin	34
III. 2.2. Effet des défauts sur les paramètres externes de la structure nip.....	35
III.3 Comparaison	37
Conclusion générale.....	39
Références Bibliographies.....	41

Annexe

LISTE DES TABLEAUX :

N°de tableau	Titre	N°de page
I.1	electron et trou pièges observés par DLTS en electron- irradiés InP	20
II.1	paramètre de la cellule solaire utilisé dans la simulation	30
III.1	Comparaison des paramètres externes	32
III.2	Comparaison des paramètres externes	33
III.3	<i>les paramètres externe de la cellule solaire à structure PIN simulée sans et avec défaut montré</i>	35
III.4	<i>les paramètres externe de la cellule solaire à structure NIP simulée sans et avec défaut montré</i>	36

LISTE DES FIGURES :

N°de figure	Titre	N° de page
<i>I.1</i>	<i>Radiation spectrale pour différents air masses</i>	<i>5</i>
<i>I.2</i>	<i>Schéma du principe de la conversion photovoltaïque</i>	<i>6</i>
<i>I.3</i>	<i>Réflexion, transmission et absorption</i>	<i>7</i>
<i>I.4</i>	<i>Principe de fonctionnement d'une cellule solaire de structure PIN</i>	<i>11</i>
<i>I.5</i>	<i>Caractéristiques courant-tension à l'obscurité et sous éclairement d'une cellule photovoltaïque</i>	<i>12</i>
<i>I.6</i>	<i>Structure cristalline d'InP</i>	<i>15</i>
<i>I.7</i>	<i>Structure de bande d'InP</i>	<i>16</i>
<i>I.8</i>	<i>Schéma de principe d'un réacteur MOVPE</i>	<i>18</i>
<i>II.1</i>	<i>Interface de Wx AMPS</i>	<i>22</i>
<i>II.2</i>	<i>Interface des conditions environnementale</i>	<i>24</i>
<i>II-3</i>	<i>L'interface des propriétés électriques de la couche p-InP</i>	<i>25</i>
<i>II-4</i>	<i>L'interface des défauts de la couche p-InP</i>	<i>25</i>
III.1	Comparaison des caractéristiques J(V)des cellules p-i-n et n-i-p	33
<i>III.2</i>	<i>les paramètres externe de la cellule solaire à structure PIN simulée sans et avec défaut montré</i>	<i>34</i>
<i>III.3</i>	<i>les paramètres externe de la cellule solaire à structure NIP simulée sans et avec défaut montré</i>	<i>36</i>

Nomenclature

Symbole	définition
D_n	Coefficient de diffusion des électrons ($\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$)
D_p	Coefficient de diffusion des trous ($\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$)
E	Champ électrique (V)
E_c	Niveau inférieur de la bande de conduction (eV)
E_D	Niveau énergétique de l'impureté donneuse (eV)
E_F	Niveau de Fermi (eV)
E_g	Largeur de la bande interdite (eV)
E_v	Niveau supérieur de la bande interdite (eV)
FF	Facteur de forme
h	Constante de Planck (J.s)
I	Courant électrique (A)
I_0	Courant de saturation de la jonction (A)
I_{cc}	Courant de court-circuit (A)
I_m	Valeur maximale du courant (A)
k	Constante de Boltzmann
L_n	Longueur de diffusion des électrons (cm)
L_p	Longueur de diffusion des trous (cm)
n_i	Concentration intrinsèque à l'équilibre thermique (cm^{-3})
n_{ie}	Concentration intrinsèque effective (cm^{-3})
N_A	Concentration des atomes accepteurs (cm^{-3})
N_D	Concentration des atomes donneurs (cm^{-3})
P_m	Puissance maximale délivrée par une cellule solaire ($\text{mW}.\text{cm}^{-2}$)
q	Charge de l'électron (cb)
R	Coefficient de réflexion (%)
T	Température ($^{\circ}\text{K}$)
U	Taux de recombinaison ($\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$)
V_m	Valeur maximale de la tension (V)
X	Epaisseur de la cellule solaire (μm)
α	Coefficient d'absorption (cm^{-1})
λ	Longueur d'onde du photon incident (μm)
η	Rendement de conversion (%)
ν	Fréquence du rayonnement incident (s^{-1})
τ	Durée de vie (s)
μ_n	Mobilité des électrons ($\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$)
μ_p	Mobilité des trous ($\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$)

Introduction générale

Référence bibliographiés

Conclusion générale

Chapitre I

Aspects théoriques et définitions

Chapitre II

Modèle numérique et simulation

Chapitre III

Resultats et discussions

La simulation offre un outil de caractérisation très utilisé dans le domaine de la physique des cellules solaires à couches minces. En effet, des progrès significatifs ont été réalisés ces dernières années dans ce contexte grâce à la modélisation numérique mettant en œuvre plusieurs programmes de calcul tel que : PC1D, Comsol Multiphysics et SCAPS. Dans notre travail, on a utilisé Wx AMPS pour la simulation d'une cellule solaire.

II.1 wx AMPS-1D

AMPS-1D est une abréviation de la phrase anglaise : Analysis of Microelectronic and Photonic Structures-One Dimensional (analyse unidimensionnelle des structures micro-électroniques et photoniques) [24]. Il a été conçu pour être un outil informatique très général et polyvalent pour la conception, la simulation et l'analyse physique unidimensionnelle des dispositifs à deux terminales comme les diodes, les capteurs à photodiodes et les dispositifs photovoltaïques. [24]

WxAMPS est une mise à jour de l'AMPS. L'interface utilisateur de wxAMPS (figure II.1) utilise une bibliothèque multiplateforme et permet l'entrée de données rapide et une meilleure visualisation. Au-delà du noyau AMPS original, wxAMPS intègre deux modèles de tunnel et un nouvel algorithme combinant les méthodes de Newton et Gummel. Sur la base de l'option pour un nombre illimité de couches dans la simulation, la modélisation de cellules solaires graduées peuvent être appliquées facilement dans wxAMPS.

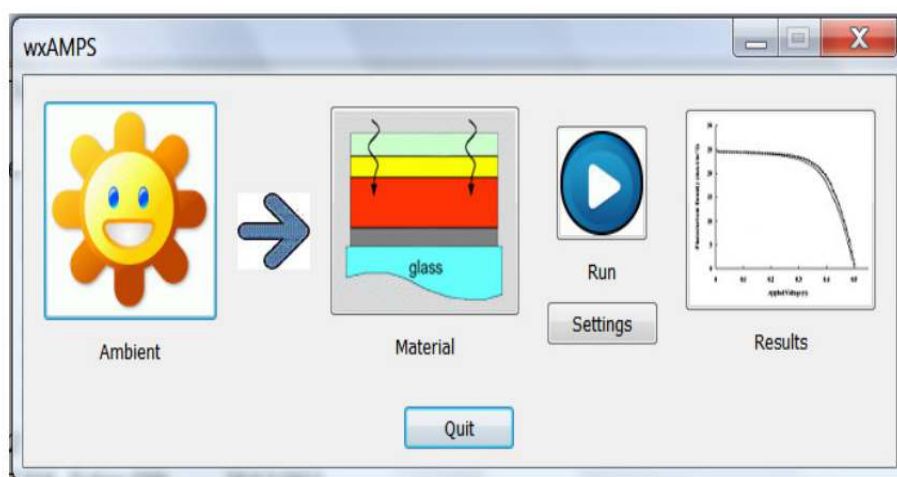


Figure II.1 : Interface de Wx AMPS.

II.1.1 Bref historique

AMPS a été développé par le professeur Stephen Fonashet et un certain nombre de chercheurs et post-doctorants à l'institut « Electric Power Research Institute (EPRI) » de l'université de Pennsylvanie. Le projet AMPS-1D a été initié et développé pour le système d'exploitation UNIX. Quelques années plus tard, il y avait une demande d'AMPS-1D sur PC. Par conséquent, une version PC a été développée pour le système d'exploitation OS / 2. A l'origine, les versions PC étaient avec des interfaces textuelles UNIX et OS / 2. Avec la popularité croissante de Windows 95, 98 et NT, la version AMPS-1D pour Windows 95/98/NT a été développée et c'est cette version qui va être utilisée dans ce travail.[24]

II.1.2 Capacité de Wx AMPS

Il permet de définir les propriétés du matériau (par exemple : la largeur de sa bande interdite (gap d'énergie), l'affinité, le dopage, les mobilités ... etc.), et la conception du dispositif ; structure contrôlant l'ensemble de la physique du dispositif et sa réponse à la lumière, à la tension appliquée et à la température. [24]

L'utilisation d'AMPS permet d'obtenir la réponse du dispositif à une situation donnée, par exemple à la polarisation par la lumière, par la tension électrique ou le changement de la température. Ainsi que l'exploration des changements que subissent les paramètres internes du dispositif tels que le diagramme de bande, la composante du courant, le taux de recombinaison et le champ électrique en fonction de la position, de l'intensité lumineuse, de la tension électrique et de la température. [24]

Wx AMPS permet de générer les caractéristiques (J-V) du dispositif à l'obscurité et sous illumination. Générer le rendement quantique externe (quantum efficiency) (QE) des cellules solaires et des photodiodes sous tension de polarisation et lumière. Traiter avec des dispositifs constitués de matériau monocristallin, poly-cristallin, amorphe, ou toute une combinaison de ceux-ci. [24]

II.1.3 Fonctionnement de Wx AMPS

Trois types de spécification sont nécessaires avant le lancement de la simulation par Wx AMPS :

- A) Les conditions environnementales.
- B) Les propriétés du matériau constituant chaque couche.

C) Les paramètres de modélisation : le type du modèle, l'espacement de la grille pour les calculs numériques, les tensions de polarisation pour lesquelles les caractéristiques de Sortie (J-V) et (QE (λ)) sont générées.

II.1.3.a Conditions environnementales

La figure II.2 présente l'interface des conditions environnementales. Nous fixons la température à 300 °K (température ambiante). Si on augmente ou on diminue la température nous entrons l'effet du facteur de température dans la simulation. Si on simule en présence de la lumière on coche dans la case correspondante.

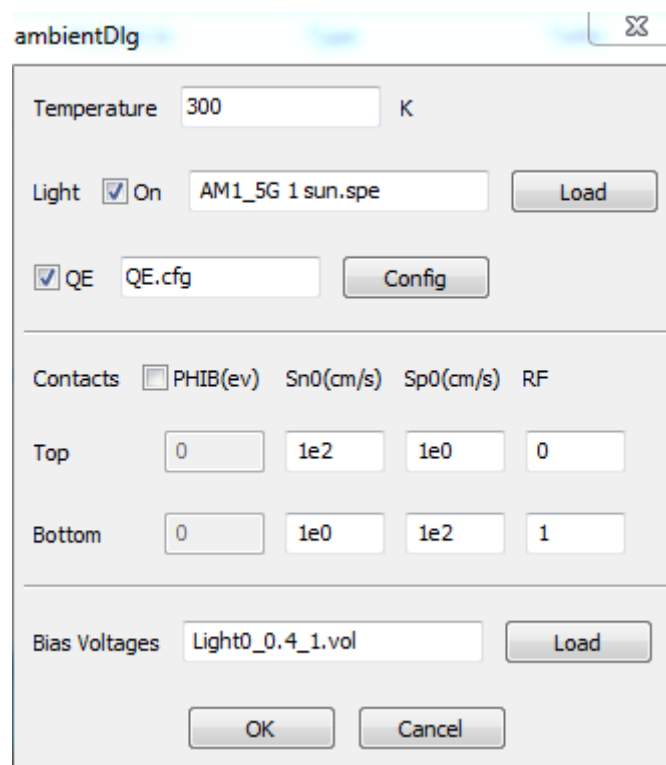


Figure II.2 :Interface des conditions environnementale.

Définir la polarisation appliquée par la case « Bias voltages», en cliquant sur « load» on choisit la tension voulue, par exemple le choix (Light0_0.4_1.vol) signifie une gamme de tension de 0 volt à 1 volt avec un pas de 0.4 volt.

Enfin, nous appuyons sur le bouton « ok ».

II.1.3.b Propriétés du matériau constituant chaque couche.

Notre cellule solaire à base InP est constituée de trois couches :

Couche P d'épaisseur $0.01\mu\text{m}$, couche i d'épaisseur $7\mu\text{m}$ et la couche n d'épaisseur $0.01\mu\text{m}$. En cliquant sur la case p-InP on peut accéder à ses caractéristiques électriques (figures II-3) et aux propriétés de ses défauts (figure II-4). De même pour les couches (i-InP) et (n-InP).

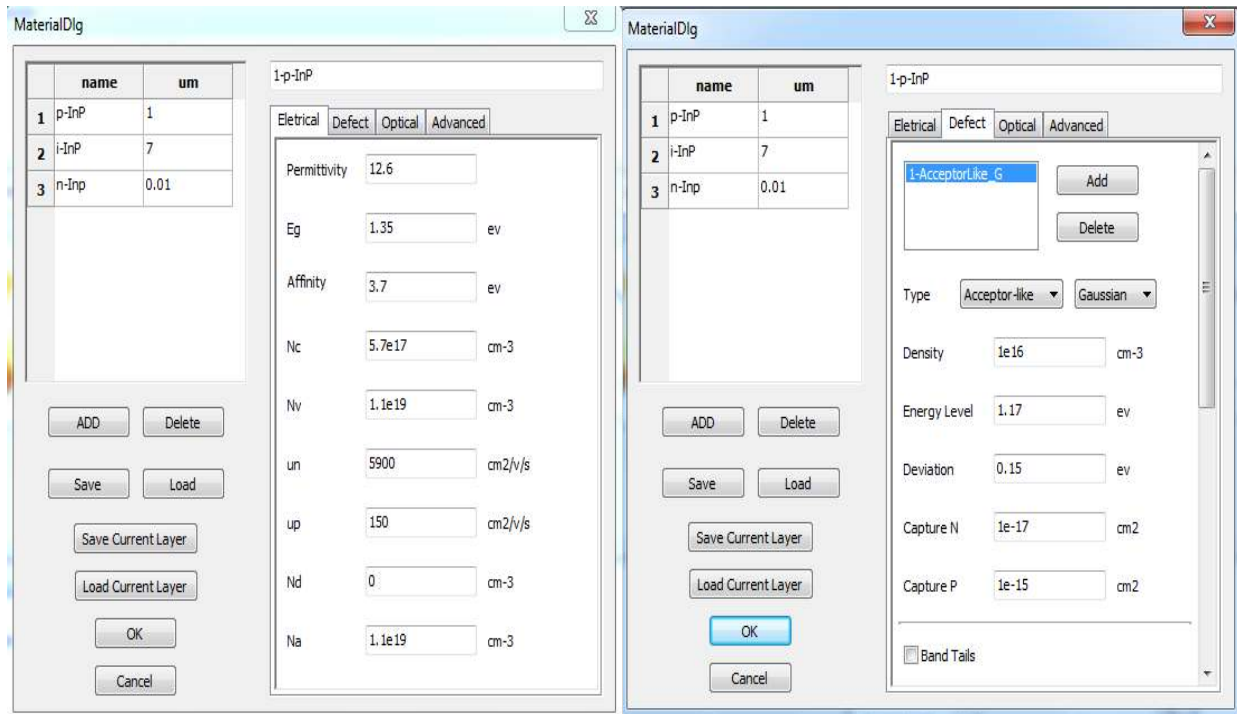


Figure II-3 : L'interface des propriétés électriques de la couche p-

Figure II-4 : L'interface des défauts de la couche p-InP.

Enfin nous appuyons sur le bouton « ok ».

II.1.3.c Exécution du logiciel AMPS-1D pour le cas de base

Pour accomplir la simulation, nous cochons sur la case « oui » et ainsi le logiciel commence l'exécution de l'exemple (InP.dev) correspondant à la structure d'une cellule solaire à homojonction (p i n) .

II.2. Modèle numérique

Dans un dispositif, il existe deux phénomènes de transport principaux liés aux mouvements des porteurs de charges (électrons et trous). Ces mouvements sont provoqués soit par l'influence d'un champ électrique, soit par un gradient de concentration de charges.

Dans le premier cas il s'agit d'une dérive des charges et deuxième cas de phénomène de diffusion. Dans un modèle unidimensionnel, la densité de courant des électrons est donné par :

$$J_n(\mathbf{x}) = q \cdot \mu_n(\mathbf{x}) \cdot n(\mathbf{x}) \cdot E(\mathbf{x}) + q \cdot Dn(\mathbf{x}) \text{grad } n(\mathbf{x}) = q \cdot \mu_n \cdot n \frac{dEfn}{dx} \quad (\text{II-1})$$

et des trous par :

$$J_p(\mathbf{x}) = q \cdot \mu_p(\mathbf{x}) \cdot p(\mathbf{x}) \cdot E(\mathbf{x}) - q \cdot Dp(\mathbf{x}) \text{grad } p(\mathbf{x}) = q \cdot \mu_p \cdot p \frac{dEfp}{dx} \quad (\text{II-2})$$

Où

$E(\mathbf{x})$ est le champ électrique,

$p(\mathbf{x})$ et $n(\mathbf{x})$ sont respectivement les concentrations des trous et des électrons libres.

μ_n, μ_p : sont les mobilités respectives des électrons et des trous.

Dn, Dp sont leurs coefficients de diffusion respectivement.

La densité de courant dans la zone de charge d'espace est :

$$J_{ZCE}(\mathbf{x}) = Jp(\mathbf{x}) + Jn(\mathbf{x}) \quad (\text{II-3})$$

et par conséquent la densité du photocourant totale est donnée pour un seul point :

$$Jph = J_{ZCE} + Jp + Jn \quad (\text{II-4})$$

Les paramètres μ et D qui caractérisent les deux mécanismes de transport sont par la relation d'Einstein :

$$D_{n,p} = \left[\frac{KT}{q} \right] \mu_{n,p} \quad (\text{II-5})$$

Dans un dispositif, hors équilibre thermodynamique, les taux de variation des densités de porteurs en fonction du temps sont données par les équations de continuités suivantes :

$$\frac{\partial n(\mathbf{x})}{\partial t} = G_n(\mathbf{x}) - R_n(\mathbf{x}) + \frac{1}{q} \text{div}(J_n(\mathbf{x})) \quad (\text{II-6})$$

$$\frac{\partial p(\mathbf{x})}{\partial t} = G_p(\mathbf{x}) - R_p(\mathbf{x}) - \frac{1}{q} \text{div}(J_p(\mathbf{x})) \quad (\text{II-7})$$

Où $G_n(G_p), R_n(R_p)$ sont respectivement les taux de génération et de recombinaison des électrons(trous).

Dans le cas d'un régime stationnaire on obtient :

pour les électros :

$$D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial}{\partial x} (n(x) E(x)) + G_n(x) - R_n(x) = 0 \quad (\text{II-8})$$

et pour les trous

$$D_p \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial}{\partial x} (n(x) E(x)) + G_p(x) - R_p(x) = 0 \quad (\text{II-9})$$

Le potentiel électrostatique $V(x)$ est régi par l'équation de poisson

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (\text{II-10})$$

$\rho(x)$: est la charge d'espace.

Le champ électrique est relié au potentiel par

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-11})$$

La densité de charge électrique dans le semi conducteur est déterminée par

$$\rho(x) = q[p(x) - n(x) + p_t(x) - n_t(x) + N_{D^+}(x) - N_{A^-}(x)] \quad (\text{II-12})$$

où q la charge électrique élémentaire.

N_{D^+} et N_{A^-} sont respectivement les densités de donneurs et accepteurs ionisés.

n_t et p_t sont les concentrations des porteurs piégés à l'équilibre thermodynamique.

Les densités des porteurs libres sont données respectivement pour les électrons par :

$$n_0 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{KT}\right) \quad (\text{II-13})$$

$$p_0 = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{KT}\right) \quad (\text{II-14})$$

$$n_0 p_0 = n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{KT}\right) = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{KT}\right) \quad (\text{II-15})$$

N_C , N_V : sont les densité d'états effectives de bande de conduction et de valence respectivement, qui sont données par les expressions suivantes à $T=300$ K:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* KT}{h^2}\right)^{3/2} N_C \approx 1.1 \cdot 10^{14} \cdot T^{3/2} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* KT}{h^2}\right)^{3/2} N_V \approx 2.2 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} \text{ (cm}^{-3}\text{)}.$$

Le rapport (μ_n / μ_p) est supposé être égale au rapport (m_p^* / m_n^*) avec (m_p^*, m_n^*) les masses effectives des trous et les électrons).

Les masses effectives sont estimées égales à $m_n^* = 0.08m_0$ et $m_p^* = 0.6m_0$ similaires aux valeurs trouvées dans la littérature [18].

Les densités des porteurs des pièges sont données par :

$$n_t(\mathbf{n}, \mathbf{p}) = \int_{E_V}^{E_C} f(\mathbf{E}) g_A(\mathbf{E}) d\mathbf{E} \quad \text{pour les électrons et par}$$

$$p_t(\mathbf{n}, \mathbf{p}) = \int_{E_V}^{E_C} [1 - f(\mathbf{E})] g_D(\mathbf{E}) d\mathbf{E} \quad \text{pour les trous.}$$

g_A et g_D sont les densités d'états accepteurs et donneurs respectivement des électrons et des trous des états localisés [5-7].

f est la fonction d'occupation de fermi-Dirac à l'équilibre thermodynamique :

$$f(\mathbf{E}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right)} \quad (\text{II-16})$$

E est le niveau d'énergie de l'état occupé.

Hors état d'équilibre, l'expression précédente de la fonction d'occupation est modifiée. Elle est déterminée par les paramètres d'émission et de capture des deux porteurs par l'état localisé. Suivant le modèle de Shockley-Read-Hall (S-R-H), on écrit

$$f\{\mathbf{n}(\mathbf{x}), \mathbf{p}(\mathbf{x})\} = \frac{C_n n(\mathbf{x}) + e_p}{C_n n(\mathbf{x}) + C_p p(\mathbf{x}) + e_n + e_p} \quad (\text{II-17})$$

Où e_n est la fréquence d'émission d'un électron vers la bande de conduction et e_p est la fréquence d'émission d'un électron vers la bande de valence, données respectivement par :

$$e_n(E) = C_n N_C \exp\left(-\frac{E - E_C}{k_B T}\right) \quad (\text{II-18})$$

$$e_p(E) = C_p N_V \exp\left(-\frac{E_V - E}{k_B T}\right) \quad (\text{II-19})$$

Où C_n et C_p représentent, respectivement les coefficients de capture moyennée des électrons et des trous par les états localisés dans le gap, ils sont donnés par :

$$C_n = v \sigma_n C_p = v \sigma_p$$

Où σ_n et σ_p sont les sections de capture des électrons et des trous libres par les pièges et v est la vitesse thermique des électrons au seuil de la bande de conduction.

La principale caractéristique d'une cellule solaire est celle de la variation de la densité de courant débité par la cellule en fonction de la tension à ses bornes, communément appelée caractéristique J-V. A partir de cette caractéristique l'utilisateur peut déduire aisément la densité de courant de court-circuit, la tension en circuit ouvert, ainsi que la puissance maximale que peut débiter la cellule.

Pour la cellule solaire à homojonction à base InP de structure p-i-n ou n-i-p, la densité de courant de saturation inverse J_s est donnée par :

$$J_s = qG(L_n + L_p) \quad (\text{II-20})$$

Où : $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ est la longueur de diffusion des trous et $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$ est la longueur de diffusion des électrons.

D'autre part, si la cellule est en circuit ouvert c'est-à-dire ($V=V_{oc}$ et $J=0$) on trouve la tension de circuit ouvert donnée par :

$$V_{oc} = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{I_{cc}}{I_s} + 1 \right) \quad (\text{II-21})$$

Et par conséquent, on peut facilement déduire le facteur de forme et le rendement de conversion, qui sont données respectivement par [13,14] :

$$FF = \frac{P_M}{V_{oc} I_{cc}} = \frac{V_M I_M}{V_{oc} I_{cc}} \quad (\text{II-22})$$

$$\eta = \frac{P_M}{P_{inc}} = \frac{FF V_{oc} I_{cc}}{P_{inc}} \quad (\text{II-23})$$

L'ensemble des paramètres physique de la cellule utilisée dans la simulation est résumé dans le tableau II.1 [25,26].

Paramètre	Désignation	Valeur	Unité
E_g	Bande interdite InP	1.34	eV
X_s	Affinité électronique	4.38	eV
ϵ_r	Constante diélectrique relative	12.5	
T	Température	300	K
n_i	Concentration intrinsèque	$1.3 \cdot 10^7$	cm^{-3}
N_c	Densité effective d'états à E_c	$5.7 \cdot 10^{17}$	cm^{-3}
N_v	Densité effective d'états à E_v	$1.1 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}
N_d	Dopage dans la région n	$1 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}
N_a	Dopage dans la région p	$3 \cdot 10^{18}$	cm^{-3}
μ_n	Mobilité des électrons	5900	$\text{cm}^2/\text{V}/\text{s}$
μ_p	Mobilité des trous	150	$\text{cm}^2/\text{V}/\text{s}$
m_n^*/m_0	Masse effective des électrons	0.08	
m_p^*/m_0	Masse effective des trous	0.6	
S_n	Vitesse de recombinaison des électrons	$1 \cdot 10^2$	cm s^{-1}
S_p	Vitesse de recombinaison des trous	$1 \cdot 10^2$	cm s^{-1}
C_n	Coefficient de capture des électrons	$1 \cdot 10^{-17}$	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
C_p	Coefficient de capture des trous	$1 \cdot 10^{-15}$	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
d	L'épaisseur de la cellule	8.01	um
x_n	L'épaisseur de la région n	0.01	um
x_p	L'épaisseur de la région p	1	um
x_i	L'épaisseur de la région i	7	um
N_R	Densité des défauts	$1 \cdot 10^{16}$	cm^{-3}

Tableau II.1 : paramètre de la cellule solaire utilisé dans la simulation.

Ce chapitre introduit le cadre dans lequel s'inscrit ce travail : le domaine photovoltaïque. Après quelques généralités sur le rayonnement solaire nous aborderons le principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque et ses caractéristiques, étudierons ensuite la structure pin. Puis nous étudierons l'InP comme un matériau pour des cellules solaires en couches minces. Et nous terminerons ce chapitre par un bref aperçu sur l'état des différents défauts présents dans les semi-conducteurs et leurs effets.

I.1 Spectre solaire

Le spectre du soleil c'est sa décomposition en longueurs d'onde. La lumière solaire est en effet composée de toutes sortes de rayonnements de couleurs différentes, caractérisées par leur gamme de longueur d'onde. Les photons, grains de lumière qui composent ce rayonnement électromagnétique, sont porteurs d'une énergie qui est reliée à leur longueur d'onde par la

$$\text{relation : } E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{I-1})$$

Où h est la constante de Planck, ν : la fréquence, c : la vitesse de la lumière et λ : la longueur d'onde.

C'est cette relation mise à jour par Louis de Broglie en 1924 qui a confirmé la nature à la fois corpusculaire et ondulatoire de la lumière : présence de corpuscules - les photons - et propagation d'ondes avec une fréquence de vibration et une longueur d'onde [1].

Une courbe standard de la répartition spectrale du rayonnement solaire extraterrestre, compilée selon les données recueillies par les satellites est désignée sous le nom de AM0. Sa distribution en énergie est répartie comme suit :

Ultraviolet UV : $0,20 < \lambda < 0,38 \mu\text{m}$ 6,4%

Visible : $0,38 < \lambda < 0,78 \mu\text{m}$ 48%

Infra- Rouge IR : $0,78 < \lambda < 10 \mu\text{m}$ 45,6%

La figure I.1 montre quatre courbes liées à la radiation spectrale solaire qui est la puissance par unité de superficie par unité de longueur d'onde. La courbe supérieure qui représente le spectre solaire en dehors de l'atmosphère de la terre, est l'état de la masse d'air zéro (AM0) ; sa puissance vaut 1367 w/m^2 , cette condition peut être simulée par un corps noir à 5800k , montrée par la courbe en pointillée. Le spectre AM0 est utilisé pour les applications (satellites et

véhicules spatiaux). Le spectre AM1 représente la lumière du soleil sur la surface de la terre quand le soleil est au zénith, la puissance d'incidence est environ 925 w/m^2 . Le spectre AM2 est obtenu pour un angle de 60° et à une puissance d'environ 691 w/m^2 . L'air masse AM 1,5 est défini par l'angle 48.2° , au-dessus de l'horizon et une intensité de 844 w/m^2 , cet air masse est approprié par des applications terrestres [2].

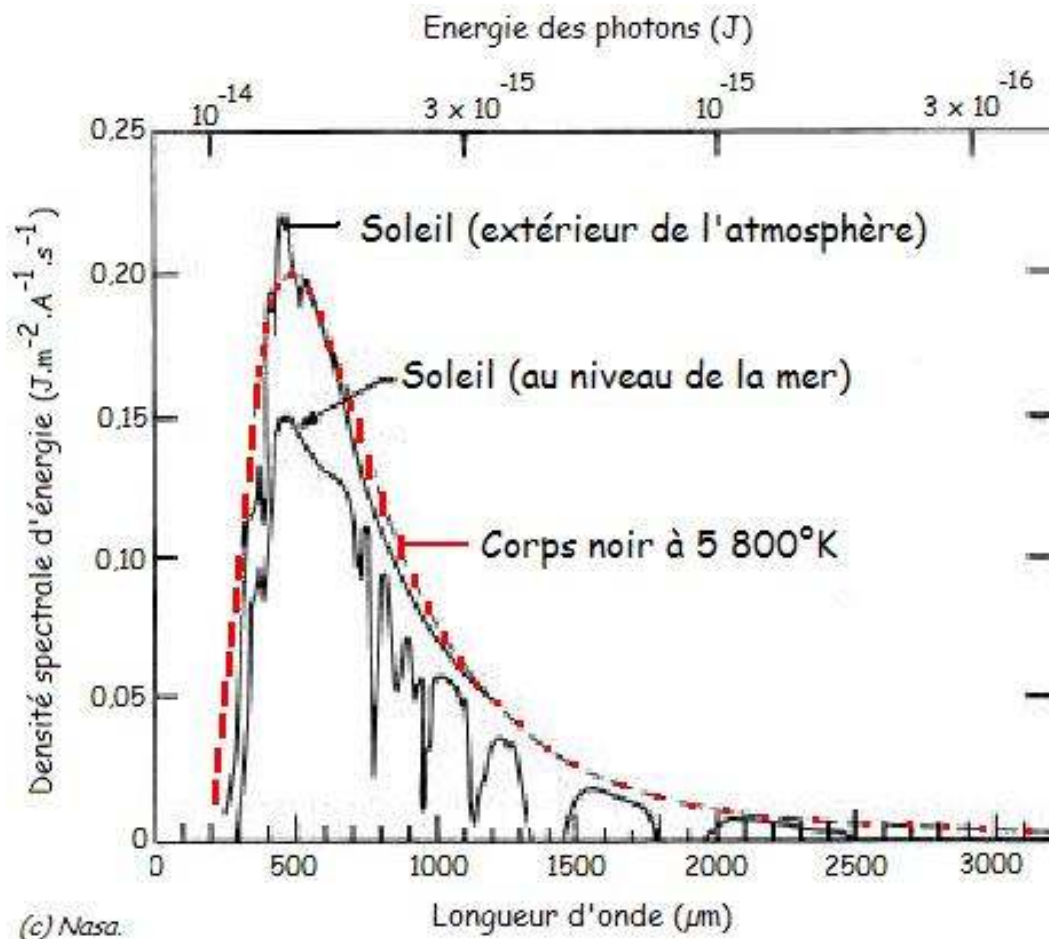


Figure I.1 Radiation spectrale pour différents air masses [2]

I.2.Effet Photovoltaïque

Le terme « photovoltaïque » est composé du mot de grec « photos » (lumière, clarté) et du nom de famille du physicien italien Alessandro Volta qui inventa la pile électrique en 1800 [2].

La conversion photovoltaïque met en jeu trois phénomènes physiques, intimement liés et simultanés (figure I.2):

- ❖ L'absorption de la lumière dans le matériau.

- ❖ Le transfert d'énergie des photons aux charges électriques.
- ❖ La collecte des charges.

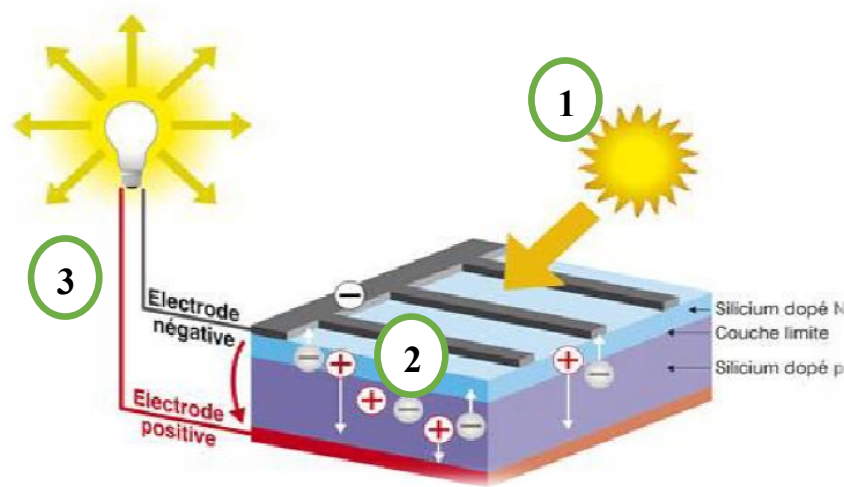


Figure I.2 : Schéma du principe de la conversion photovoltaïque [3].

I.2.1 Absorption de la lumière

Les théories ondulatoires (équations de Maxwell) ou corpusculaires de la lumière nous permettent d'aborder les échanges entre la matière et le rayonnement lumineux. [1]. Un rayon lumineux qui arrive sur un solide peut subir trois événements optiques (figure I.3) :

- La réflexion : la lumière est renvoyée par la surface de l'objet.
- La transmission : la lumière traverse l'objet.
- L'absorption : la lumière pénètre dans l'objet et n'en ressort pas, l'énergie est restituée sous une autre forme.

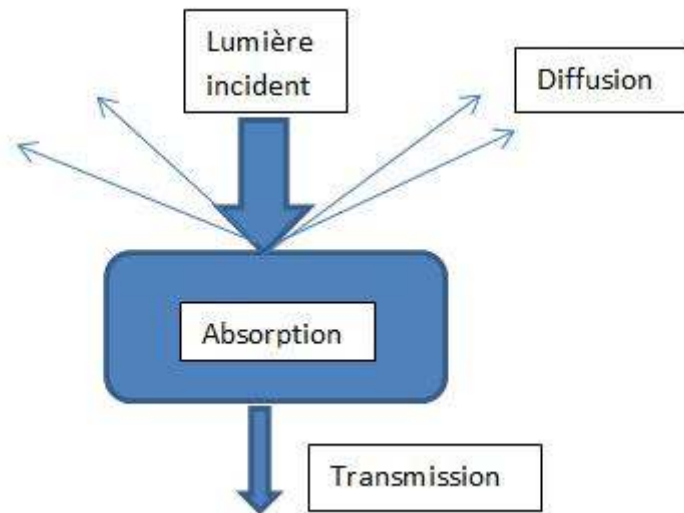


Figure I.3 : Réflexion, transmission et absorption [1]

Le phénomène d'absorption qui se produit dépend de l'énergie (fréquence) de la lumière (photon) incidente (dont $h\nu > E_g$ par le matériau)

Quand un matériau absorbe de la lumière, l'énergie subit une loi exponentielle décroissante, car la part qui reste à absorber diminue au fur et à mesure que l'on pénètre dans la matière. Si E_{inc} est l'énergie incidente, l'énergie restante à la profondeur d s'écrit :

$$E = E_{inc} e^{-\alpha d} \quad (I-2)$$

Donc l'énergie absorbée dans l'épaisseur d est égale à :

$$E = E_{inc} - E_{inc} e^{-\alpha d} = E_{inc} (1 - e^{-\alpha d}) \quad (I-3)$$

Le coefficient d'absorption α dépend du matériau et de la longueur d'onde incidente.

I.2.2 Transfert d'énergie des photons aux charges électriques

Les photons absorbés vont tout simplement transférer leurs énergies aux électrons périphériques (les plus éloignés du noyau), leur permettant ainsi de se libérer de l'attraction de leur noyau, ces électrons libérés sont susceptibles de produire un courant électrique si on les attire ensuite vers l'extérieur. En régime permanent, l'électron libre laisse un trou qui se traduit par une charge positive, si cet électron est attiré au dehors, c'est l'électron d'un atome voisin qui va venir combler ce trou, laissant de nouveau un trou, lui-même comblé par

un électron voisin et ainsi de suite, on génère ainsi une circulation de charges élémentaires, d'électrons dans un sens, et de trous dans l'autre sens, ce qui donne un courant électrique [4]

Si une intensité $I_i(\lambda)$ incidente sur une surface de coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ et de coefficient de réflexion $R(\lambda)$ est absorbée et devient à une profondeur x selon la loi de Bouguer-Lambert :

$$I(\lambda, x) = I_i(\lambda)(1 - R(\lambda))e^{-\alpha(\lambda)x} = I(\lambda, 0)e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (\text{I-4})$$

Le flux incident de photons de longueur d'onde λ . $\Phi_i(\lambda)$ devient à la profondeur x le flux $\Phi(\lambda, x)$ selon :

$$\Phi(\lambda, x) = \Phi_i(\lambda)(1 - R(\lambda))e^{-\alpha(\lambda)x} = \Phi(\lambda, 0)e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (\text{I-5})$$

On définit le taux d'absorption volumique des photons $A(\lambda)$ (photons/cm²/s) par :

$$A(\lambda, x) = \frac{\partial \Phi(\lambda, x)}{\partial x} = \alpha(\lambda)\Phi(\lambda, x) \quad (\text{I-6})$$

Pour qu'il y ait génération optique des paires électrons-trous, il faut que les photons soient d'énergie $\geq E_g$.

De plus comme les principales radiations exploitables du spectre solaire sont situées dans le visible et le proche infrarouge entre 0.4 μm et 1.6 μm , on comprend facilement que les seules transitions possibles auront des énergies comprise entre 0.7 eV et 3 eV, ce qui conduit à privilégier les matériaux semi-conducteurs dont le gap se situe dans cette gamme d'énergie.

Un rapport entre le nombre de paires électrons-trous générées et le nombre de photons absorbés. C'est le rendement quantique $\gamma(\lambda, x)$, soit en x $G(\lambda, x)$ le taux de génération volumique de paires pour une onde monochromatique, On a [5] :

$$\frac{G(\lambda, x)}{A(\lambda, x)} = \gamma(\lambda, x) \quad (\text{I-7})$$

Les photons absorbés pourront générer ainsi des paires électron-trou (e^-e^+) provoquant l'effet photovoltaïque dans des conditions appropriées. La génération optique des paires est le phénomène le plus important sur lequel repose le fonctionnement des cellules solaires ; et le taux de génération volumique $G(\lambda, x)$, étant proportionnel à $\alpha(\lambda)$, ce dernier sera très important en conversion photovoltaïque [6].

I.2.3 Collecte des charges

Les charges sont ensuite collectées par des contacts métalliques sur les faces avant et arrière de la cellule. Un courant est ainsi généré par la cellule.

I.2.4 Recombinaison :

Lors d'une génération des paires électrons-trous, il faut aussi considérer le processus inverse ou recombinaison des paires électrons-trous, permettant de définir les taux de recombinaison R_n pour les électrons, R_p pour les trous par [5]:

La recombinaison des électrons et des trous est un processus par lequel les deux porteurs s'annihilent. Les électrons arrivant à la bande de conduction retournent à la bande de valence selon différents mécanismes, soit en une seule étape ou par des étapes multiples [8].

Les trois mécanismes de recombinaison sont semblables par le fait qu'ils contribuent tous pour annihiler les porteurs en excès et ils sont [8] :

I.2.4.a Recombinaison en surface :

La surface d'un semi-conducteur est un lieu où les recombinaisons sont particulièrement nombreuses, en raison des liaisons non satisfaites des atomes de surface et autres défauts caractéristiques à température constante ($T=300^\circ\text{K}$). Les recombinaisons en surface avant et arrière inhérentes aux densités de dopages selon la relation suivante [6] :

$$S = S_0 \left(\frac{N}{N_{set}} \right)^\alpha \quad (I-8)$$

Où S_0 , N_{set} et α dépendent du traitement de la surface et de la passivation. La passivation est l'ajout d'une couche d'oxyde en surface pour limiter les recombinaisons en surface et combler les liaisons cassées (en surface) lors de la découpe du semi-conducteur [6].

I.2.4.b Recombinaisons en volume :

Il existe trois types des recombinaisons en volume :

Recombinaison en volume de type radiatif : Ce processus (recombinaison radiative ou inter-bandes) est défini comme l'inverse du processus d'absorption. L'excès d'énergie de l'électron recombiné est cédé sous forme d'un rayonnement optique. De ce fait, ce mécanisme n'influe pas considérablement sur la durée de vie des porteurs minoritaires. Le taux de recombinaison est proportionnel à la fois au nombre d'électron et au nombre de trous [7] :

$$R = B(pn - ni^2) \quad (I-9)$$

Avec **B** est le coefficient de recombinaison radiative, sa valeur est égale à $1.2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour InP.

Recombinaison en volume de type Auger : on a une recombinaison de type Auger, lorsque l'énergie de l'électron qui se recombine dans la bande de valence est transférée sous forme d'énergie cinétique à un autre électron libre. L'énergie transférée est libérée ensuite sous forme de phonons. Ce mécanisme est prédominant pour les régions fortement dopées. Le taux de recombinaison est donné par la relation :

$$R = (C_n n + C_p p)(np + n_i^2) \quad (I-10)$$

Avec : C_n et C_p sont des coefficients d'Auger. Leurs valeurs sont respectivement : $C_n = 10^{-17} \text{ cm}^3/\text{s}$, $C_p = 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour InP.

Recombinaison en volume de type SRH : Les deux mécanismes précédents ne dépendent que du dopage et pas des défauts et des centres de recombinaison associés. Ils sont souvent masqués par des processus de recombinaison plus efficaces faisant intervenir les niveaux profonds.

Le modèle physique décrivant les recombinaisons à travers les défauts est basé sur le modèle de Shockley-Read-Hall à un seul niveau piège. Le taux de recombinaison par piège est donné par la relation :

$$R_{RSH} = \frac{pn - ni^2}{\tau_n \left(p + n_{ie} e^{-\frac{E_i - E_T}{KT}} \right) + \tau_p \left(n + n_{ie} e^{-\frac{E_i - E_T}{KT}} \right)} \quad (I-11)$$

Ou :

E_T : Représente l'énergie du niveau piège dans le gap d'énergie.

τ_n et τ_p dépendent de la concentration et les sections efficaces de capture des porteurs libres par les pièges.

n_{ie} : est la concentration intrinsèque effective donnée par la relation suivante :

$$n_{ie}^2 = pn \exp\left(\frac{\Delta E_{gn} + \Delta E_{gp}}{KT}\right) \quad (I-12)$$

qui est due au rétrécissement de la bande interdite pour un semi-conducteur fortement dopé et ΔE_{gn} , ΔE_{gp} présentent le rétrécissement de la bande interdite.

I.3 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire PIN

La cellule photovoltaïque est une photodiode optimisée pour produire un flux de courant d'électrons en réponse à une irradiation par une lumière utilisant l'effet photovoltaïque [9]. La jonction par laquelle la lumière pénètre dans le semi-conducteur doit être suffisamment mince pour passer la plupart de la lumière sur la région active (région d'appauvrissement) où la lumière est convertie en paires électrons/ trous [10].

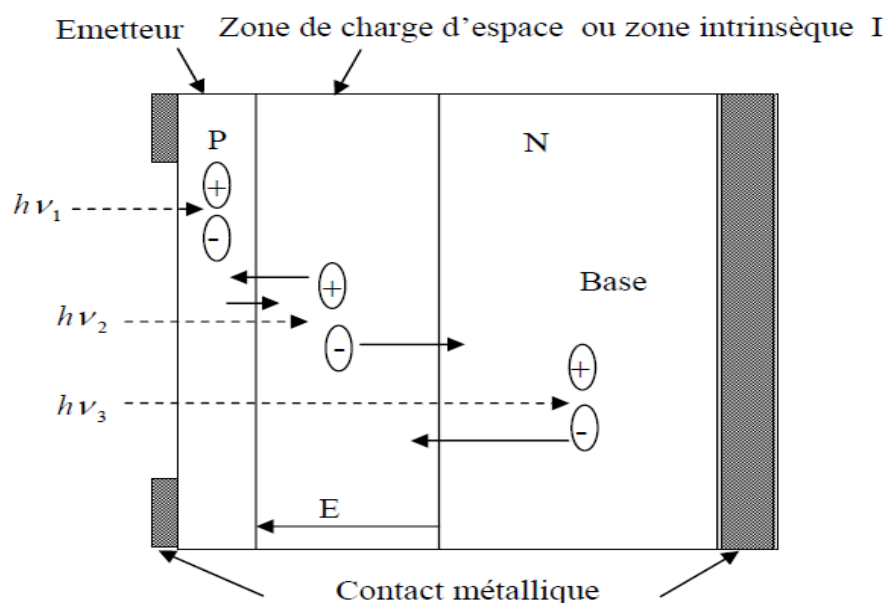


Figure I.4 : Principe de fonctionnement d'une cellule solaire de structure PIN.

Dans les régions électriquement neutres P et N : Les photoporteurs minoritaires diffusent, ceux qui atteignent la zone de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique, dirigé de la partie chargée positivement à la partie chargée négativement (voir figure I.4), vers la région où ils deviennent majoritaires [9]. Il y a donc une séparation des porteurs dans la ZCE vers les régions p et n. Ces photoporteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photocourant de diffusion.

Dans la zone de charge d'espace : Les paires électrons-trous créées par les photons sont dissociées par le champ électrique, l'électron est propulsé vers la région type N et le trou vers la région de type P. Ces porteurs donnent naissance à un photocourant de génération.

I.4 Caractéristiques électriques de la cellule photovoltaïque

La courbe caractéristique d'une cellule PV (figure I.5) représente la variation du courant produit en fonction de la tension aux bornes de la cellule [11].

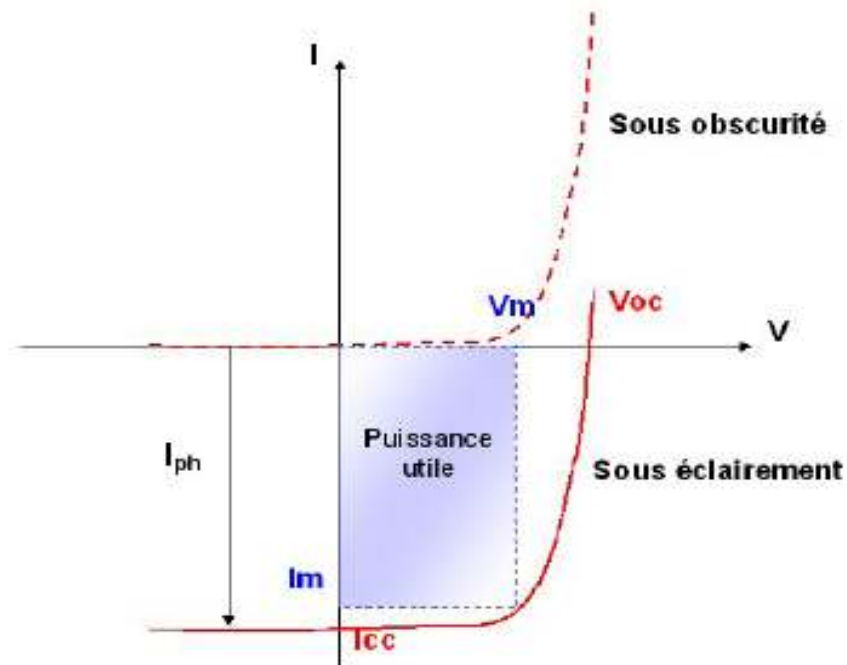


Fig. I.5 Caractéristiques courant-tension à l'obscurité et sous éclaircissement d'une cellule photovoltaïque.[11]

Le courant débité par la cellule photovoltaïque, sous éclaircissement, est la somme du courant d'obscurité et le courant photo généré ; il s'écrit [11]:=

$$I(V) = I_{ph} - I_{obs}(V) \quad (I-13)$$

Avec :

I_{ph} : Densité de courante photo générée.

I_{obs} : Densité de courant d'obscurité.

Pour une cellule photovoltaïque idéale, l'équation (I-3) peut être écrite sous la forme suivant [11]:

$$I(V) = I_{ph} - I_s(\exp(qV/kT) - 1) \quad (I-14)$$

Avec :

I_s : Courant de saturation de la diode.

q : la constante de charge d'électron $1.602 \cdot 10^{-23}$ C.

k : Constante de Boltzmann $1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K.

T : température en Kelvin.

Ainsi, il existe deux courants opposés au sein de la cellule : la courante photo générée I_{ph} , obtenu par éclairage, contribue au courant inverse de la diode et le courant d'obscurité I_{obsc} , direct, résulte de la polarisation du composant.

A partir de la caractéristique $I(V)$ de la cellule photovoltaïque, on déduit les paramètres suivants :

I.4.1 Courant de court-circuit(I_{cc}) :

Il s'agit du courant obtenu avec une différence de potentiels nulle aux bornes de la cellule ($V = 0$ V). C'est le courant le plus important que l'on puisse obtenir avec une cellule solaire. Il croît avec l'intensité d'illumination et dépend de la surface de la cellule, du spectre d'excitation, de la mobilité des porteurs et de la température [11].

Pour une cellule solaire idéale le courant de court-circuit est égal au courant de Photo génération I_{ph} [11].

I.4.2 Tension de circuit ouvert (V_{co}) :

La tension de circuit ouvert est la différence du potentiel mesurée aux bornes de la cellule lorsque la sortie est en circuit ouvert. C'est à dire : $V_{co} = V (I=0)$.

Pour une cellule solaire idéale la tension de circuit ouvert est donnée par :

$$V_{co} = \frac{KT_c}{q} \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_s} + 1\right) \quad (I-15)$$

Avec : $\frac{KT_c}{q}$: Représentant le potentielle thermodynamique.

K : constante de Boltzmann $1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K, et q : la constante de charge d'électron $1.602 \cdot 10^{-23}$ C.

T_c : La température absolue.

I.4.3 Puissance maximale (P_{max}) :

La puissance débitée par une cellule solaire est maximum quand le produit Tension-Courant est maximum.

$$P_{max} = I_{max} \cdot V_{max} \text{ (I-16)}$$

V_{max} : tension maximale.

I_{max} : courant maximale pour laquelle la puissance au max.

I.4.4 Facteur de forme (FF) :

On appelle facteur de forme, le rapport de la puissance maximale au produit $I_{cc} \cdot V_{co}$ [12]. Le facteur de forme est un indicateur de la qualité de la diode et résulte des résistances séries et parallèles. Il est déterminé par l'équation suivante [13] :

$$FF = \frac{P_{max}}{I_{cc} \cdot V_{co}} = \frac{I_{max} \cdot V_{max}}{I_{cc} \cdot V_{co}} \text{ (I-17)}$$

I.4.5 Rendement de conversion (η) :

Le rendement de conversion photovoltaïque η des cellules photovoltaïques se définit comme le rapport entre la puissance maximale délivrée par la cellule et la puissance lumineuse incidente, P_{in} [14].

$$\eta = \frac{P_{max}}{P_{in}} = \frac{FF \cdot I_{cc} \cdot V_{co}}{P_{in}} \text{ (I-18)}$$

Ce rendement peut être amélioré en augmentant le facteur de forme, le courant de court-circuit et la tension à circuit ouvert. Le rendement de conversion est un paramètre essentiel.

I.5 Cellule solaire à base InP :

I.5.1 Phosphure d'indium

Le phosphure d'indium est un composé inorganique de formule InP. C'est un semi-conducteur binaire de type III-V, constitué d'indium et de phosphore utilisé en micro-électronique.

Le phosphore d'indium possède comme la plupart des semi-conducteurs III-V (GaAs, InAs, etc.) une structure de type « blende » (figure I.6), c'est-à-dire deux mailles cubiques faces centrées (cfc) de chacun des deux composants imbriquées et décalées d'un vecteur $(1/4 ; 1/4 ; 1/4)$, ou d'un autre point de vue, une maille cfc de l'un des constituants dont quatre des huit sites tétraédriques sont occupés par l'autre constituant. Il possède donc une géométrie tétragonale où chaque ion indium est lié à quatre ions phosphore, et vice-versa.

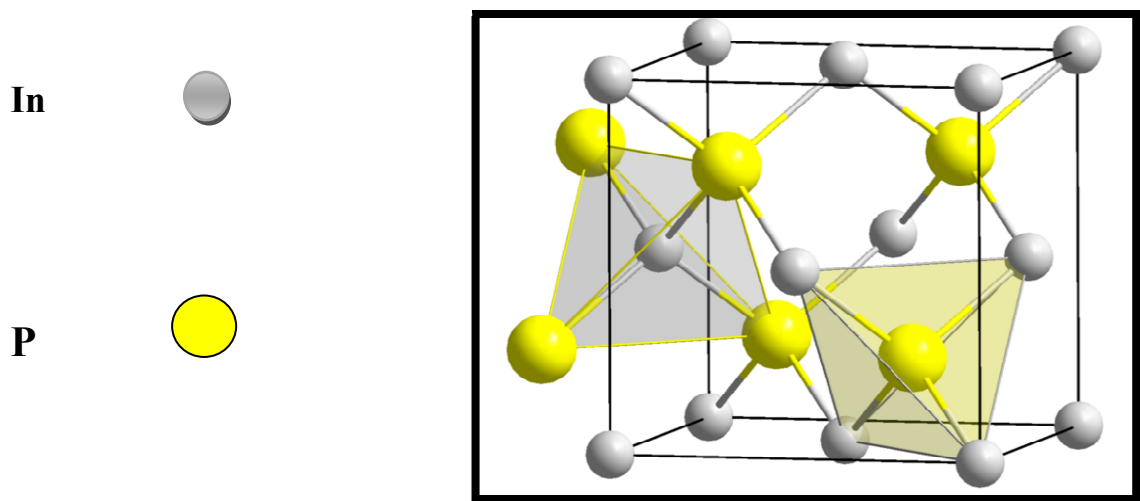


Figure I.6 : Structure cristalline d'InP

La structure de bande d'un corps solide est déterminée par la dépendance fonctionnelle de l'énergie par rapport au vecteur d'onde dans les différentes zones de Brillouin. Le Phosphore d'Indium est un semi-conducteur à gap direct, sa structure de bande est assez complexe, nous nous intéressons aux bandes de conduction et de valence qui interviennent dans les propriétés de transport du matériau.

La largeur de la bande interdite non permise aux porteurs $E_g = 1.35$ eV à 300K° , cette valeur varie avec la température où la largeur du gap diminue quand la température augmente ; à $T=0\text{K}^\circ$ $E_g=1.42$ eV [1].

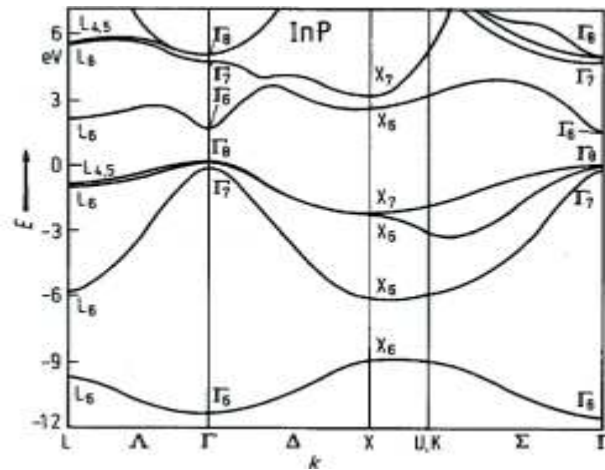


Figure.I.7 : Structure de bande d'InP.

I.5.2. Evolution des cellules solaires à base d'InP :

Bien que plusieurs types de cellules solaires à base d'InP, telles que les cellules homojonction, hétérojonction et les cellules de structure MIS, ont été étudiées, un rendement de 15% n'était pas obtenu qu'en 1980.

En 1985 Y. Itoh et autres du laboratoire NTT Ibaraki électriques communication, ont réalisé une cellule solaire en InP de jonction $p^+ - i - n$ fabriquées sur le substrat de type n d'InP par la méthode épitaxiale de croissance de phase liquide (LEP) utilisant Mg comme dopant de type p. Sous le spectre AM0 (1372 W/m^2) et AM1.5 (1000 W/m^2) le rendement de cette cellule était, respectivement, 17.2%, 21.5%, en réalisant une analyse par la technique DLTS, un défaut à piège (H4) a été identifié [15]. Une année après, T. J. Coutts et autres de l'Institut de recherche en énergie solaire en 1986 ont utilisé la technique d'épithaxie en phase vapeur organométallique pour réaliser une cellule solaire à base d'InP sur un substrat en GaAs. Sous le spectre AM0 et à une température de 25°C , la cellule a donné un rendement de 13.5% avec un courant de court-circuit 31.73 mA/m^2 et la tension de circuit ouvert 0.7831 V [16]. En 1988, des chercheurs du laboratoire Lewis Research Center ont fabriqué une cellule solaire en InP avec un émetteurs de type n très minces par implantation ionique et déposition en phase vapeur métallo-organique (MOCVD). L'efficacité sous le spectre AM1.5 était de 22% [17]. En 1991 à Naval Research Laboratory à Washington, une cellule solaire à base d'InP de type n^+p réalisé par la technique MOCVD a été irradiée par des électrons de 1 MeV d'énergie. Les défauts d'irradiation induite qu'ont été caractérisés par Deep Level Transient Spectroscopie (DLTS) sont H3, H4 et H5 [18]. M.F. Vilela, A. Freundlich, C. Monier, F. Newman et L. Aguilar (chercheurs dans Space Vacuum Épithaxie Center à l'université de Houston USA) en 1998 ont modifié la structure d'une

cellule solaire InP de type P/n (n<p) en minimisant l'épaisseur de l'émetteur et de la base, avec la méthode MOCVD. Les paramètres de sortie de la cellule étudiée un rendement 10.5% et facteur de forme 77% avec un courant de court-circuit et tension de circuit ouvert respectivement 21.5 mA/cm², 0.803 V, Pmax 35*10⁻⁴mW/cm² [19]. En 2006 des chercheurs dans Hahn Meitner Institut en Allemagne ont préparées une cellules solaire InP type n (dopée Si)/ p (dopée Zn), dans un réacteur MOCVD, dont l'objectif d'amélioration de l'efficacité de conversion énergétique sous le spectre AM1.5, le rendement était de 18%[20].

I.5.3 Méthodes de croissance des couches

Plusieurs méthodes sont utilisées comme techniques de croissance des couches des films InP:

- L'épitaxie en phase liquide (LPE : Liquid Phase Epitaxy)
- L'épitaxie en phase vapeur (VPE : Vapour Phase Epitaxy)
- L'épitaxie par jets moléculaires (MBE : Molecular Beam Epitaxy)
- L'épitaxie par jets moléculaires aux sources gazeuses (GSMBE : Gas Source Molecular Beam Epitaxy)
- L'épitaxie par jets chimiques (CBE : Chemical Beam Epitaxy)
- L'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE Metal Organic Vapour Phase Epitaxy)

La technique d'Épitaxie en Phase Vapeur à partir de composés OrganoMétalliques (MOVPE) a été introduite à la fin des années 60 par H Manasevit [21]. Durant les années 1969-1975 Manasevit a réussi à épitaxies par cette technique à peu près tous les semi-conducteurs III-V et II-VI.

La MOVPE utilise les propriétés de forte dépendance en température de la tension de vapeur des composés organométalliques. Ainsi il est possible d'injecter les précurseurs métalliques par simple barbotage d'hydrogène dans un cylindre métallique maintenu à température fixe dans un bain thermostaté (généralement $-10^{\circ}\text{C} < T < 30^{\circ}\text{C}$). Le réacteur d'épitaxie nécessite une seule zone régulée en température où se produit à la fois la dissociation de la molécule organométallique (pour libérer l'atome métallique), la décomposition d'une molécule d'hydrure qui fournit l'atome du groupe V ou VI et le dépôt sur substrat.

Les précurseurs de la MOVPE sont principalement des hydrures pour les éléments V gazeux et des organométalliques pour les éléments III. On retrouve par exemple la Phosphine et l'Arsine pour les précurseurs V et le Triméthyl-Indium ou TriEthylGallium pour les précurseurs

III. Des impuretés peuvent être ajoutées dans les couches épitaxiales. En MOVPE, elles sont issues de la décomposition de nombreux précurseurs, tel que le Silane (SiH_4) pour le dopage de type n ou le DiEthyl-Zinc pour le dopage de type p dans le Phosphure d'Indium par exemple. Le Ferrocène permet également d'incorporer du Fer dans le Phosphure d'Indium.

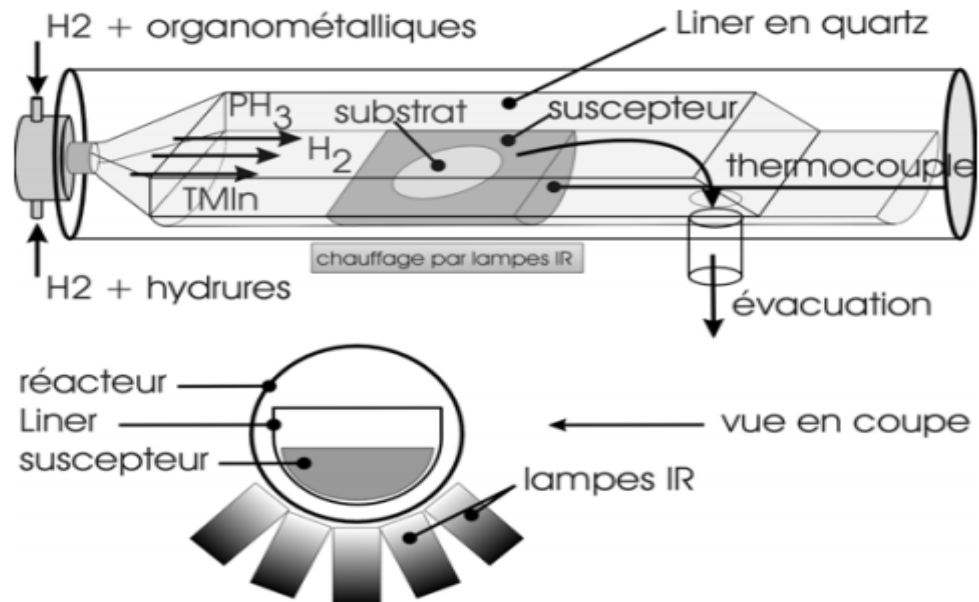


Figure I.8 : Schéma de principe d'un réacteur MOVPE.[21]

I.6 Différents types de défauts dans les semi-conducteurs :

I.6.1 Défauts ponctuels

Lorsqu'un défaut existe à l'échelle d'un atome, on parle alors d'un défaut ponctuel du fait que ce défaut occupe un certain volume. Comme tous les défauts, les défauts ponctuels déforment le réseau et génèrent un champ de contrainte dans le cristal qui englobe un volume largement plus grand que celui du défaut même.

Lacunes : une lacune correspond à un atome manquant dans un réseau cristallin parfait. La formation d'une lacune engendre quatre liaisons pendantes. Ces liaisons pendantes peuvent former de nouvelles liaisons avec les atomes voisins, entraînant des déplacements atomiques des proches voisins aussi appelés relaxation du cristal. Les lacunes peuvent se déplacer sur une longue distance avant de se recombinaison avec une auto interstitielle, ou d'être capturés par une impureté.

Défauts interstitiels : Ce sont des atomes qui s'insèrent dans les espaces vides du réseau cristallin. Si l'atome en insertion est lui-même un atome du réseau cristallin, on parle d'auto-interstitiel. Les défauts interstitiels jouent un grand rôle dans constitution des alliages.

Substitutions : C'est un atome étranger qui se place à un nœud du réseau cristallin. Ce type de défauts joue également un rôle important dans constitution des alliages.

I.6.2 Défauts étendus

Ils sont qualifiés de défauts cristallins, sous les quelles se regroupe les différents défauts à différentes dimension :

Dislocations : Dites aussi défauts linéaires, ou à une dimension, c.-à-d. que la largeur des défauts est très petite devant les dimensions du cristal. Ces dislocations créent une distorsion de la maille cristalline. Il en existe trois type de dislocation : coin, vis et mixte. Elles proviennent généralement de la relaxation plastique d'un matériau sous contrainte.

Défauts surfaciques : Appelés aussi défauts à deux dimensions. Ils sont caractérisés par la perturbation du voisinage des atomes de surface, qui ont perdu certains de leurs voisins. On distingue :

- Les défauts d'empilement (la séquence d'empilement des atomes n'est plus respectée). Ce phénomène peut se produire sur un ou deux plans atomiques [...ABCABCABABCABC...]. Ou sur des zones plus étendues avec une structure symétrique [...ABCABCACBACBA...]. Ils sont aussi appelés macles.
- Les joints de grain (frontière entre deux cristaux possédant des orientations différentes). Ce type de défaut est très peu probable dans les couches déposées par épitaxie.

Défauts volumiques : Nommée aussi défauts à trois dimensions, qui sont définies comme étant l'emplacement d'une partie du cristal par un volume d'un composé différent. Ce composé « étranger » peut être soit un précipité soit une inclusion.

Les défauts qui sont utilisés dans ce travail sont résumés dans le tableau suivant :

Le niveau de piège, la section efficace de capture et le taux d'introduction de ces pièges sont regroupés dans le tableau I.1 [22,23].

Piège	Niveau énergétique (eV)	Section efficace $\sigma(\text{cm}^2)$	Taux d'introduction (cm^{-1})	
<i>Piège à trous</i>	H ₂	Ev+0.22	$3 \cdot 10^{-17}$	0.02
	H ₃	Ev+0.32	$6 \cdot 10^{-16}$	0.82
	H ₄	Ev+0.37	$8 \cdot 10^{-16}$	1.2
	H ₅	Ev+0.52	$5.5 \cdot 10^{-15}$	0.04

Tableau I.1 : electron et trou pièges observés par DLTS en electron-irradiés InP.[22.23]

Ce chapitre constitue l'étude de l'effet de la structure (pin et nip) et des défauts profonds sur les paramètres externes d'une cellule solaire à base d'InP, d'après cette étude il est possible de déduire la structure idéale ainsi que ces paramètres externes optimums pour avoir un bon rendement de conversion en présence des défauts profonds.

III.1 Effet de la structure sur les paramètres externes de la cellule solaire

La simulation numérique est d'abord réalisée pour la structure pin, comme un cas de référence. La densité de courant de court-circuit (J_{cc}), la tension à circuit ouvert (V_{co}), le facteur de forme (FF) et le rendement de la cellule solaire (η) sont 24.21 mA/cm², 0.999V, 0.883 et 21.32% respectivement.

Afin de confirmer la fiabilité de notre modèle, dans le tableau III.1, nous comparons les paramètres de sortie de la cellule solaire de structure pin avec des données numériques.

Paramètres externes	Cellule simulé	M.F. Vilela et autre [19]	M. Yamaguchi [17]
J_{cc} (mA/cm ²)	24.21	21,5	35,8
V_{co} (V)	0.999	0.803	0.811
FF	0.883	0.770	0.760
η %	21.32	10,50	22.00

Tableau III.1 : Comparaison des paramètres externes.

Les résultats de simulation montrent une bonne corrélation avec les autres simulées [17, 19], Les résultats obtenus sont en assez bon accord, un maximum de différence de 10.82% est trouvé avec les résultats de Vilela et autre.

En comparant les caractéristiques J(V) des deux cellules solaire p-i-n et n-i-p (tableau III.2), la tension est plus importante pour une cellule p-i-n que pour une cellule n-i-p. Pour la densité de courant de court-circuit il y a une légère variation.

Paramètre externe	J _{cc} (mA/cm ²)	V _{oc} (V)	FF	η(%)
Cellule p i n	24.21	0.999	0.883	21.32
Cellule n i p	23.85	0.852	0.851	17.30

Tableau III.2 : Comparaison des paramètres externes.

On remarque que les paramètres externes de la cellule solaire p-i-n sont supérieure à celle de la cellule solaire n-i-p. On remarque que J_{cc} diminue légèrement de 24.21 à 23.85 mA/cm², V_{co} diminue, de 0.999 à 0.852 V, FF diminue aussi faiblement de 0.883 à 0.851 et finalement le rendement de la cellule dégrade de 21.32 à 17.30 %. Ceci s'explique par le fait que dans la jonction n-i-p les porteurs minoritaires générés dans l'émetteur sont les trous qui ont une mobilité inférieure à celle des électrons, générés comme des porteurs minoritaires dans l'émetteur de la jonction p-i-n.

Une comparaison des caractéristique $J(V)$ des deux structures (pin et nip) est représenté en dans la figure. III.1.

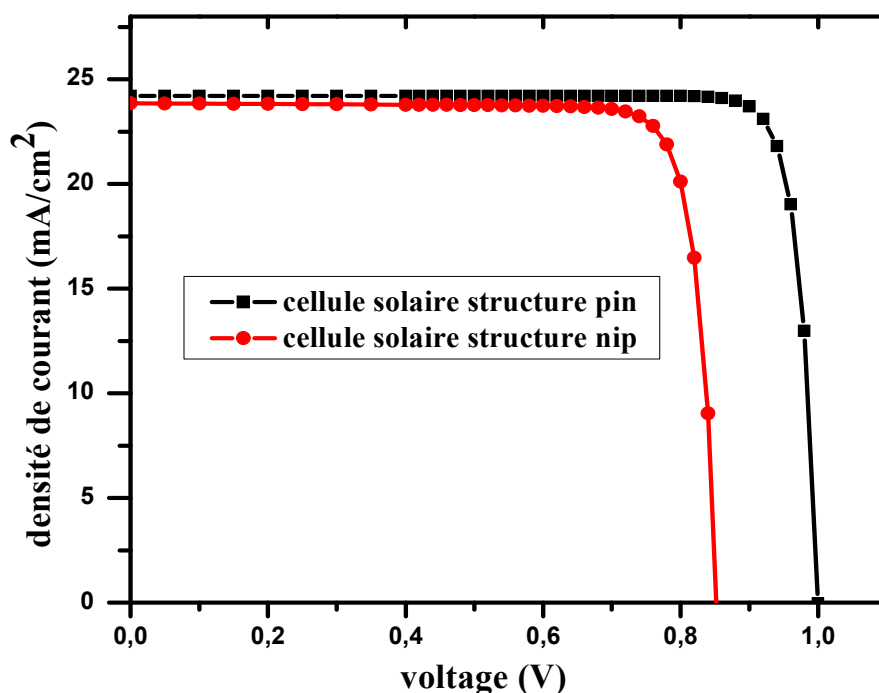


Figure III.1 : Comparaison des caractéristiques $J(V)$ des cellules p-i-n et n-i-p.

La densité de courant de la cellule solaire pin est un peu supérieur à celle de la cellule solaire n-i-p à cause de l'accélération des électrons par le champ électrique se produit à l'interface I/Nde la cellule pin là où les électrons sont majoritaires.

III.2 Effet des défauts sur les paramètres externes

III. 2.1. Effet des défauts sur les paramètres externes de la structure pin

On introduisant les défauts profonds dans la cellule un par un, les caractéristiques $J(V)$ de la cellule solaire à structure pin simulée sans et avec défaut sont regroupé et présenté dans la figure III.2.

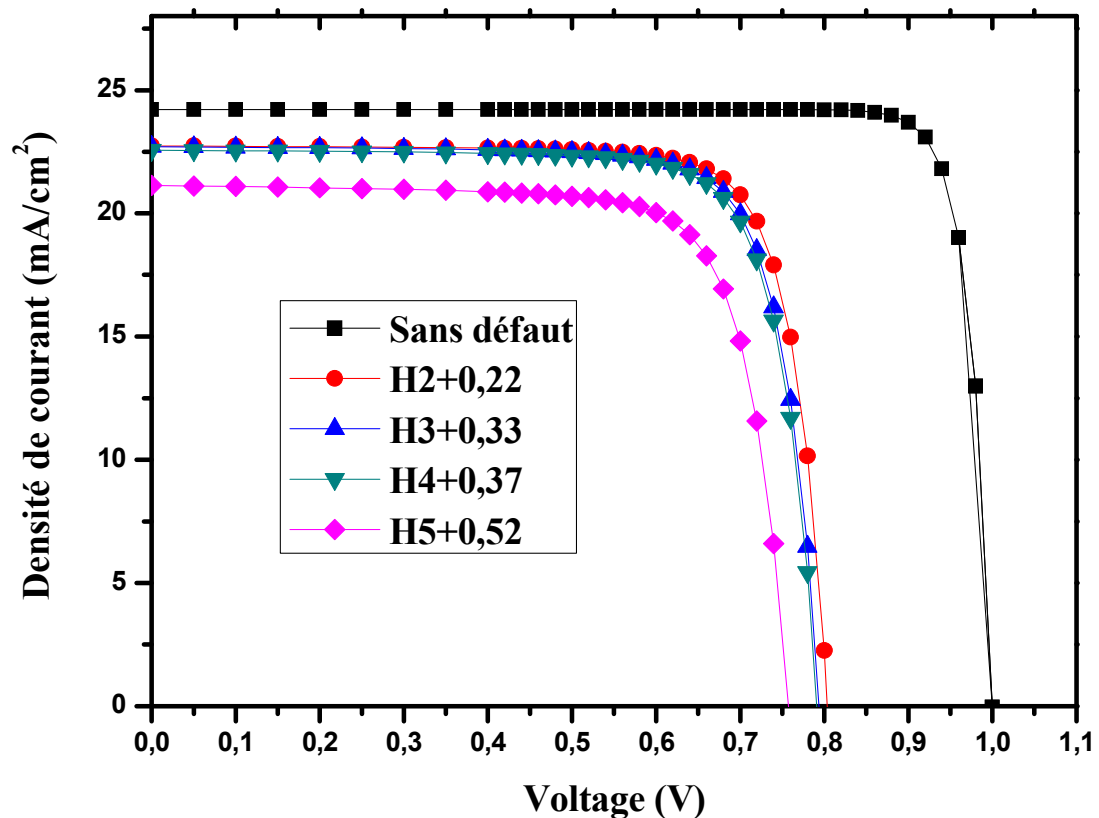


Figure III.2 : les paramètres externe de la cellule solaire à structure pin simulée sans et avec défaut.

L'effet des défauts profonds est très intense pour une cellule solaire de structure pin, car ce sont des défauts à trous et l'émetteur est un semiconducteurs dopé type p. La diminution des porteur minoritaire par recombinaison assisté par ces défauts dégrade le courant de court-circuit et par conséquent le rendement de la conversion.

Les paramètres externes de la cellule solaire sans défauts et en présence de ces derniers sont regroupés dans le tableau III.3.

Défauts	$V_{co}(V)$	$J_{sc}(mA/cm^2)$	FF	$\eta\%$
H1	0.803	22.73	0.796	14.55
H2	0.793	22.70	0.787	14.19
H3	0.791	22.56	0.785	14.01
H4	0.757	21.13	0.764	12.34

Tableau III.3 : les paramètres externe de la cellule solaire à structure pin simulée sans et avec défaut.

La tension a circuit ouvert et la densité de courant de court-circuit sans les paramètres les plus toutes en présence des défauts profonds. Plus précisément, la diminution de la tension a circuit ouvert est directement liée à la diminution de la densité de courant de court-circuit car ils sont liés par la relation :

$$V_{co} = \frac{KT_c}{q} \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_s} + 1\right)$$

Cette diminution de J_{cc} est due aux pertes des porteurs par recombinaison assistée par les défauts profonds. Donc le taux de recombinaison $U(x) = \frac{N_R C_n C_p (n \cdot p - n_i^2)}{C_n n + C_p p + C_n n_1 + C_p p_1}$ est la seule variable interne qui influence la densité de courant de court-circuit.

Les paramètres externes de la cellule en présence du défaut H4 sont les plus faibles, c'est-à-dire la cellule est plus sensible à ce défaut car c'est le défaut le plus profond et qui joue le rôle d'un centre de recombinaison.

III. 2.2. Effet des défauts sur les paramètres externes de la structure nip

De la même façon que la section précédente, on fait introduire les défauts un par un et on regroupe les paramètres externes de la cellule solaire à structure pin sans et avec ces défauts dans le tableau III.4.

Une comparaison de la caractéristique $J(V)$, sans et en présence de chaque défaut est présenté dans la figure III.3.

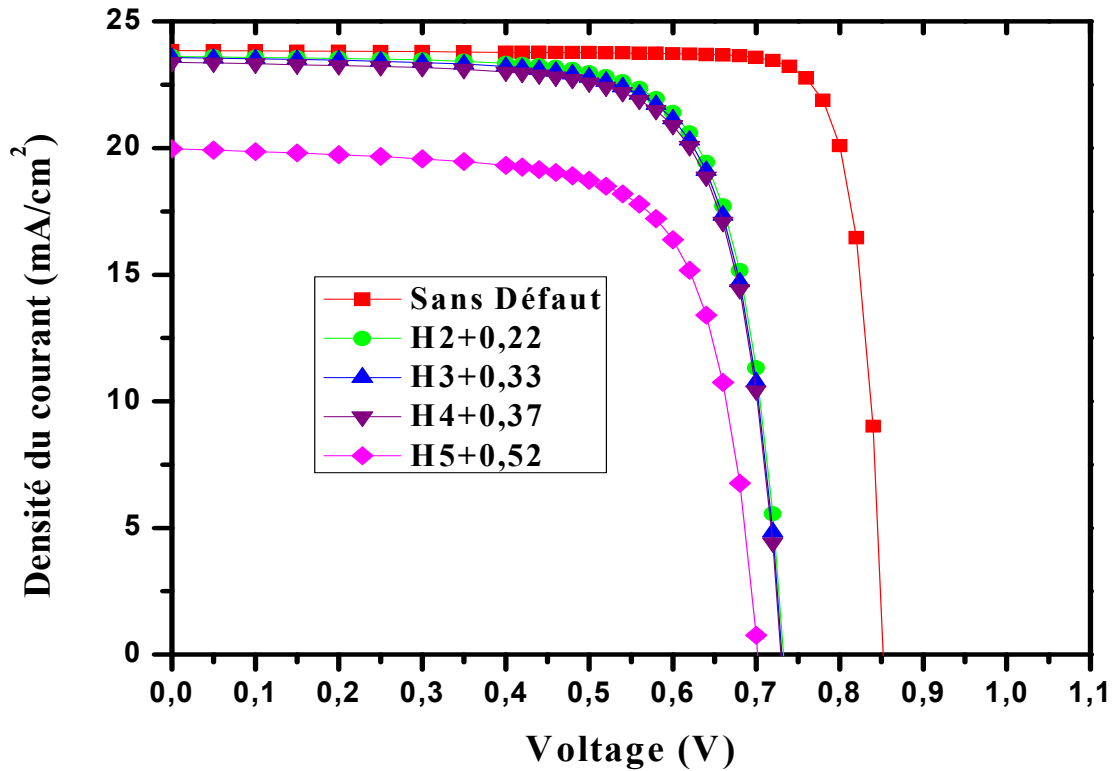


Figure III.3 : les paramètres externe de la cellule solaire à structure nip simulée sans et avec défaut.

Défauts	$V_{co}(V)$	$J_{sc}(mA/cm^2)$	FF	$\eta\%$
H1	0.732	23.61	0.741	12.84
H2	0.730	23.57	0.736	12.68
H3	0.725	23.38	0.735	12.54
H4	0.701	19.96	0.712	9.97

Tableau III.4 : les paramètres externe de la cellule solaire à structure nip simulée sans et avec défaut.

La meme chose pour la cellule nip Le rendement diminue parce que V_{co} et I_{cc} commencent à diminuer à cause des pertes dues à la recombinaison des porteurs. Le taux de recombinaison $U(x) = \frac{N_R C_n C_p (n.p - n_i^2)}{C_n n + C_p p + C_n n_1 + C_p p_1}$ est la seule variable interne influencé dans ce cas.

L'effet des défauts profonds est faible pour une cellule solaire de structure nip, car ce sont des défauts à trous et l'émetteur est un semiconducteur dopé type p. la diminution des porteurs minoritaires par recombinaison assistée par ces défauts dégrade le courant de court-circuit et par conséquent le rendement de la conversion.

III.3. Comparaison

On comparant les résultats obtenus on trouve que :

- La cellule solaire de structure p-i-n présente un bon rendement par rapport à une cellule solaire de structure nip (21.32% contre 17.30%).
- Dans une cellule solaire de structure pin, la tension en circuit ouvert dégrade de 0.999 à 0.793 V en présence du défaut H2 (défaut moins profond) .Pour la cellule de structure nip le V_{oc} dégrade de 0.852 V à 0.730 V en présence de même défauts.
- Et pour cellule solaire de structure pin, la densité de courant court-circuit dégrade de 24.21 mA/cm² à 22.70 mA/cm² en présence du défaut H2 (défaut moins profond) .Pour la cellule de structure nip le I_{cc} dégrade de 23.85 mA/cm² à 23.57 mA/cm² en présence de même défauts.
- Dans une cellule solaire de structure pin, la tension en circuit ouvert dégrade de 0.999 à 0.701 V en présence du défaut H4 (défaut profond) .Pour la cellule de structure nip le V_{oc} dégrade de 0.852 V à 0.701 V en présence de même défauts.
- Et pour cellule solaire de structure pin, la densité de courant court-circuit dégrade de 24.21 mA/cm² à 21.13 mA/cm² en présence du défaut H4 (défaut profond) .Pour la cellule de structure nip le I_{cc} dégrade de 23.85 mA/cm² à 19.96 mA/cm² en présence de même défauts.
- Les défauts moins profonds (H1 et H2) influent légèrement sur les paramètres externes de la cellule solaire, tant dit que les défauts profonds (H4) influent remarquablement sur les paramètres de la cellule solaire
- La cellule solaire de type nip est plus sensible que la cellule de structure pin.

Introduction générale

Les applications de l'énergie solaire d'origine photovoltaïque (PV) se sont multipliées de manière vertigineuse. L'approche volontariste des premières années a fait place, depuis, à une démarche plus rigoureuse introduisant de nouveaux concepts, de nouvelles technologies propres favorables à la protection de l'environnement [1].

Les chercheurs visent à améliorer le rendement des cellules photovoltaïques et à baisser leur coût de production afin d'étendre leurs applications au-delà des spécificités liées à l'isolement des sites, le domaine spatial et de les rendre compétitives par rapport aux sources traditionnelles d'énergie. C'est dans ce contexte que la filière photovoltaïque d'utilisation de l'énergie solaire constitue une réponse envisageable à la problématique énergétique.

Durant ces dernières années, le développement des composés III-V a été spectaculaire. En effet, ces composés présentent des performances bien supérieures à celles des semi-conducteurs plus classiques comme le silicium. Ces sont des matériaux de choix pour toutes les applications micro-électroniques et optoélectroniques. Or les caractéristiques de ces matériaux et des composants sont sensibles à l'état de surface et à l'interface.

L'InP fait partie des nouveaux matériaux III-V actuellement étudiés. Il semble capable de performances intéressantes, en particulier au niveau de l'optoélectronique pour la conception des cellules solaires. Les cellules solaires en InP sont prometteuses, récemment, des rendements de conversion supérieurs à 29,2% ont été obtenus avec des cellules solaires InP.

L'objectif de ce travail est l'étude comparative par simulation numérique des caractéristiques électriques d'une cellule solaire (p-i-n et n-i-p) à base d'InP, et l'effet des défauts dans ces deux structures. Nous avons utilisé le logiciel de simulation wxAMPS-1D pour simuler les caractéristiques courant-tension $J(V)$ et la réponse spectrale (SR) dans les conditions standards d'une cellule solaire p-i-n (et n-i-p).

Cette étude comporte trois chapitres :

Dans le premier chapitre, nous rappellerons les notions préliminaires sur la cellule solaire à base d'InP en couche minces, le principe de fonctionnement d'une cellule

photovoltaïque. Le second chapitre on présent le logiciel wxAMPS 1D ainsi que la cellule solaire a simuler. Les résultats de simulation sont présentés et discutés dans le dernier chapitre.

Reference:

- [1] S. R. Wenham, M. A. Green, M. E. Watt, "Applied Photovoltaic Bridge Printer", Sidney, 1994.
- [2] S.M.Sze. Physics of semiconductor devices. John Wiley and sons (1981).
- [3] A.Labouret, P.Cumunel, B. Jean-Paul, B.Faraggi, "Cellules solaire les bases de l'énergie photovoltaïque", ETSF, Ed Dunod, 2010.
- [4] C.vauge et M.bellanger : "l'aube des énergies solaires", hachette, 1984 .
- [5] O. Daranféd, "Elaboration et caractérisation de couches absorbantes des cellules solaires en couches minces à base de Cu_2ZnSnS_4 ", Thèse de Doctorat, Université Mentouri de Constantine ,2013.
- [6] A. Labouret, P Cumunel, J-P.Braun, B.farraggi, "les bases de l'énergie photovoltaïque"Dunod 5 édition, 2010.
- [7] A. LAUGIER. "Les photopiles solaires du matériau du dispositif aux applications 1981". Institut National des Sciences Appliquées-Lyon 1981.
- [8] R. Maciejko. "Optoélectronique presse internationales polytechniques», Dunod ,2002.
- [9] Henry Mathieu Hervé Fanet, « Physique des semiconducteurs et des composants électroniques », 6^{ème} édition Dunod.
- [10] Sze «semi-conductor devices »2001.
- [11] A.Martin Green," Photovoltaic principles. Physica" E, 2002, Vol. 14, pp. 11-17.
- [12]A. Goetzberger, C. Hebling, H-W Schock, «Materials Science and Engineering» R, 40, 1 (2003).

[13] A. LAUGIER. "Les photopiles solaires du matériau du dispositif aux applications

1981". Institut National des Sciences Appliquées-Lyon 1981

[14]S. Brigand, « Les principes de l'énergie solaire photovoltaïque", complément technique Mars/Avril 2008, www.editionsdumonde.com, consulté le 12/11/2011.

[15]Y.Itoh, K.Ando, M, Yamaguchi and C, Uemura; HIGH CONVERSION EFFICIENCY AND RADIATION RESISTANT InP SOLAR CEL; Tokai, Ibaraki 31 9-1 1, Japan (1985).

[16] T. J. Coutts, M. W. Wanlass, T. A. Gessert, X. Li and J. S. Ward, Progress in InP-Based Solar Cells, Solar Energy Research Institute, Golden, Colorado 80401, USA.(1986).

[17]chercheurs naval Christopher Keavney, Stanley M. Vernon, Victor E. Haven, IMPROVEMENTS IN InP SOLAR CELLS, Spire Corporation, Patriots Park, Bedford, Mass. 01730 (1988).

[18] R.J. Waiters', C.J. Keavnef, S.R. Messenges, G.P. Summers¹⁹⁴, and E.A. Burke², THE EFFECT OF DOPANT DENSITY ON THE RADIATION RESISTANCE OF MOCVD InP SOLAR CELLS, 'Naval Research Laboratory Washington, DC 20375 *Spire Corporation Bedford, MA 01730 3SFA, Inc. Landover, MD 20785 'University of Maryland Baltimore County Baltimore, MD 21228 (1991).

[19]M.F. Vilela*, A. Freundlich, C. Monier, F. Newman, L. Aguilar, « Chemical beam epitaxy for high-efficiency InP solar cells », Journal of Crystal Growth 188 (1998) 311-316.

[20] H.-J. Schimper, Z. Kollonitsch, K. Möller, U. Seidel, U. Bloeck, K. Schwarzburg, F. Willig, T. Hannappel, Material studies regarding InP-based high-efficiency solar cells, Hahn-Meitner-Institut, SE-4, Glienicke Straße 100, D-14109 Berlin, Germany, Journal of Crystal Growth 287 (2006) 642-646 ,Available online 28 December 2005 (2006).

- [21] H.M. Manasevit: Single-crystal gallium arsenide on insulating substrates Applied Physics Letters, Vol. 12, No. 4; 1968, p. 156.
- [22] J.K. Luo, H. Thomas and N.M. Pearsall, Electrical characterization of 1MeV electron irradiated ITO/InP structures, Indium Phosphide and Related Materials, Fourth International Conference on, 1992.
- [23] A. Sibille and E.V.K. Rao, Electron irradiation defects in InP, Journal of Crystal Growth 64(1983) 194-199
- [24] S.J. Fonash et al., A manual for AMPS-1D for Windows 95/ NT; A one-dimensional device simulation program for the analysis of microelectronic and photonic structures, Pennsylvania State University, 1997. See also <http://www.ampsmodeling.org>.
- [25] H. Y. Tada and J. R. Carter, Solar Cell Radiation Handbook, JPL publication 77-56, 1977.
- [26] G. Augustine, A. Rohatgi, N. M. Jokerst, Optimization of Base Doping for Radiation Hard InP Solar Cells, MB.8.

Défauts profonds et DLTS

A.1. Les défauts profonds

Les défauts ou les niveaux profonds sont dus à la présence d'impuretés (substitutionnelles ou interstitielles) ou des défauts dans le réseau cristallin tels que les défauts ponctuels ou étendus (dislocation). Ces niveaux d'énergie, proches du centre de la bande interdite, sont associés à des états qui peuvent être localisés en surface, en volume ou aux interfaces de la structure à analyser.

Ces défauts peuvent s'introduire dans la structure lors de la croissance du matériau, pendant les processus de réalisation du composant ou même au cours du fonctionnement du composant (dégradation des cellules solaires).

Un défaut profond dans un semi-conducteur peut se comporter comme un piège, comme un centre de recombinaison ou même comme un centre de génération. Si un porteur est piégé sur un niveau et si après un certain temps de piégeage il est réémis vers la bande de provenance, le défaut est considéré comme étant un piège. Si un porteur de signe opposé est aussi capturé avant que le premier soit réémis, le niveau est un centre de recombinaison.

Les interactions possibles de ces niveaux profonds avec les porteurs libres sont : capture d'un électron (fig.A.1.a) ; émission d'un électron (fig.A.1.b) ; piège à électron (fig.A.1.c) ; piège à trous (fig.A.1.d).

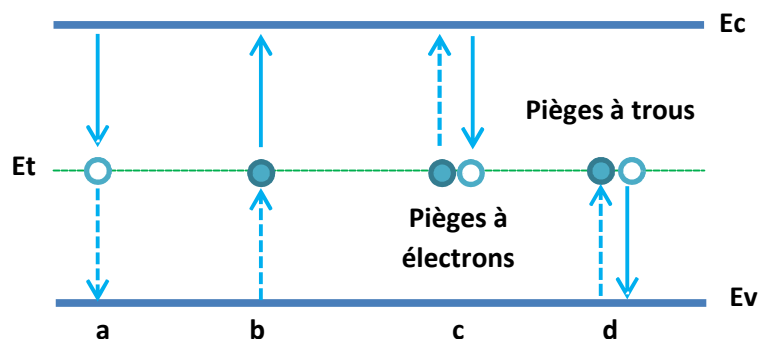


Fig. A.1 : Schéma illustrant l'émission et la capture d'électrons et de trous.

Le processus d'émission dépend du taux d'émission ($e_{n,p}$) et de la probabilité d'occupation d'un centre par un porteur libre, c'est une probabilité donnée par la statistique Fermi-Dirac à l'équilibre. Le processus de capture dépend du taux de capture ($C_{n,p}$) propre du défaut et de la probabilité d'occupation du défaut par un porteur libre.

Le trafic des électrons et de trous peut donc être décrit par les relations suivantes :

- Emission des électrons : $e_n \cdot N_t \cdot F$
- Capture des électrons : $c_n \cdot N_t \cdot (1-F)$
- Emission des trous : $e_p \cdot N_t \cdot (1-F)$
- Capture des trous : $c_p \cdot N_t \cdot F$

Avec N_t la concentration totale des centres profonds et F la probabilité d'occupation d'un centre par un électron. Les taux de capture pour les deux types de porteurs s'écrivent:

$$c_n = \sigma_n n v_{nth} \tag{A.1}$$

$$c_p = \sigma_p p v_{pth} \tag{A.2}$$

où

$\sigma_{n,p}$: les sections efficaces de captures du défaut profond ;

$v_{thn,p}$: les vitesses thermiques des porteurs ;

n, p : concentration respectives d'électrons et des trous .

avec $n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right)$ et $p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right)$

Les taux de capture des électrons (c_n) et des trous (c_p) déterminent les caractéristiques du défaut. Le niveau est un piège à électron si $c_n > c_p$ et il est un piège à trous si $c_n < c_p$. Si $c_n \approx c_p$ le niveau se comporte comme un centre de recombinaison. Donc d'après les relations A.1, un niveau profond peut se comporter comme un piège ou comme un centre de recombinaison, non seulement en fonction de la valeur de la section efficace de capture, mais aussi de la concentration des porteurs libres dans le semi-conducteur. Les sections efficaces de captures $\sigma_{n,p}$ traduisent la surface dans laquelle le porteur libre doit s'approcher du centre pour être capturé. Plus cette distance est grande, plus le centre intervient facilement dans le processus de génération-recombinaison.

L'expression des coefficients d'émission est obtenue en faisant le bilan détaillé des processus dans l'état libre thermodynamique, où le taux de recombinaison net est égal à 0: $e_n F - c_n(1 - F) = 0$

F est la probabilité d'occupation du niveau par un électron. Conformément à la statistique Fermi Dirac à l'équilibre :

$$F(E_t) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \tag{A.3}$$

où g est le degré de dégénérescence.

On utilisant les équations précédentes on obtient :

$$e_n = \sigma_n v_{thn} N_c \frac{1}{g} \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \tag{A.4}$$

$$e_p = \sigma_p v_{thp} N_v \frac{1}{g} \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right) \tag{A.5}$$

Où $N_{c,v}$ sont les densités effectives d'états

dans la bande de conduction et de valence, $m_{n,p}^*$

sont les masses effectives des électrons et des trous k est la constante de Planck. Donc, la variation des taux d'émission $\sigma_{n,p}$ peut s'exprimer, en fonction de la température:

$$e_n = \sigma_n K_n T^2 \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \tag{A.6}$$

$$e_p = \sigma_p K_p T^2 \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right) \tag{A.7}$$

Le taux d'émission thermique est donc fonction de la profondeur du piège E_t , et de la température. Ainsi, à partir de mesure de $e_{n,p}$ en fonction de T est possible de déterminer les paramètres du piège : énergie d'activation E_t et la section efficace de capture $\sigma_{n,p}$ (supposé indépendante de T). La mesure de $e_{n,p}(T)$ se fait en mesurant les modifications de la zone de charge d'espace d'une jonction induite par le remplissage et le vidage en porteurs des niveaux profonds.

Les niveaux profonds sont identifiés par leurs deux paramètres propres : Energie d'activation E_a et Section efficace de capture σ . Dans le cas d'un piège à électrons, ces grandeurs caractéristiques influencent la probabilité d'émission d'un électron par ce piège à travers l'expression:

$$e_n = \sigma_n K_n T^2 \exp\left(-\frac{E_{an}}{kT}\right) \quad \text{A.8}$$

Avec $E_{an} = E_c - E_t$

Mettons en évidence la dépendance de la probabilité du taux d'émission en fonction de la température. En considérant uniquement la variation de N_c et V_{thn} en fonction de la température, et en rappelant que la densité d'états N_c dans la bande de conduction est donnée par la relation :

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi kT m_e^*}{h^2} \right)^{3/2} \quad \text{et que la vitesse thermique des électrons } V_{thn} \text{ s'exprime par: } v_{thn} = \left(\frac{3kT}{m_e^*} \right)^{1/2}$$

Si l'on reporte les relations de N_c et v_{thn} dans l'expression A.8, on aura:

$$e_n = \frac{4\pi\sqrt{6\pi}}{h^3} m_e^* \sigma_n K_n T^2 \exp\left(-\frac{E_{an}}{kT}\right)$$

Un diagramme d'Arrhenius représentant $\log(T^2/e_n)$ en fonction de $1000/T$ permet de déterminer les valeurs de l'énergie d'activation et la section efficace de capture à partir de l'équation

$$\text{Log} \left(T^2 / e_n \right) = \log \left(\frac{3 \cdot 10^{-26}}{m_e^* \sigma_n} \right) + \frac{E_{an}}{2,3} kT$$

A.2 Caractéristiques des défauts profonds

Les niveaux profonds ont toutes une série de caractéristiques:

- *les énergies d'ionisation thermique* par rapport à la bande de conduction E_c ou de valence E_v qui dépendent en principe de la température T .

- *les sections efficaces de capture des porteurs* $\sigma_n(T)$ et $\sigma_p(T)$ et leurs énergies d'activation thermique $(\Delta E_\sigma)_n$ et $(\Delta E_\sigma)_p$ dans le cas où la capture est activée thermiquement.

- *les énergies d'ionisation optique* par rapport à chaque bande E_n^0 et E_p^0 qui dépendent généralement de la température.

- *les sections efficaces des transitions optiques* relatives à ce niveau : $\sigma_n^0(h\nu)$ et $\sigma_p^0(h\nu)$ en fonction de la température également.

- *les taux de recombinaison radiative et non radiative* par rapport à chaque bande.

Différentes méthodes de caractérisations des défauts profonds sont utilisés, citons à titre d'exemple : la spectroscopie de transition de capacité DLTS (Deep level transient spectroscopy), et la spectroscopie de transitoire de courant drain-source CDLTS (Conductance Deep level transient spectroscopy)

A.3. Spectroscopie des transitoires de capacité

Bien connue dans la littérature anglo-saxonne sous le sigle DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) la spectroscopie des transitoires de capacité introduite par D. V. Lang en 74 a donné une impulsion considérable aux études de caractérisation des centres profonds dans les semi-conducteurs. Appliquée aux transitoires de capacité différentielle d'une jonction elle n'est cependant pas utilisable pour les matériaux semi-isolants en raison de la grande densité de défauts et de la faible concentration en porteurs intrinsèques.

DLTS est une technique puissante pour étudier les niveaux d'énergies des défauts et des impuretés localisées dans le gap des semi-conducteurs. Au contraire des analyses de résonance paramagnétique électronique (EPR) [48] et de résonance de spin électronique (ESR), cette technique ne fournit pas des informations directes sur la structure des défauts, mais directement sur la localisation de son niveau d'énergie. C'est une technique utilisant les transitoires de capacité pour identifier les centres piégeant les charges dans la zone de charge d'espace d'une jonction P/N ou d'une diode Schottky.

Principe de la technique

La spectroscopie des transitoires de capacité de niveaux profonds (DLTS) repose sur le principe d'échange de porteurs de charge entre les bandes de valence et de conduction et un niveau d'énergie introduit dans la bande interdite du semi-conducteur. On parle de niveaux profonds car ce sont les défauts, qui introduisent des niveaux à plus de 0.1eV des bandes de conduction et de valence, qui sont analysés.

Les défauts cristallins formés par une irradiation, se traduisent par l'apparition de niveaux d'énergie dans la bande interdite. Selon les conditions de polarisation du composant, ces derniers vont pouvoir se remplir ou se vider de porteurs de charges. C'est la capacité du composant qui est liée à ces phénomènes de remplissage et de vidage et que l'on mesure.

Selon la nature des défauts que l'on veut analyser dans le semi-conducteur, le signal de la tension à appliquer s'adapte pour remplir les pièges. Dans le cas d'une jonction PiN. L'injection des porteurs majoritaires est réalisée en restant en polarisation inverse au cours du pulse de tension. Dans la région n, les pièges à porteurs majoritaires (électrons) introduisent des niveaux d'énergie dans la partie supérieure de la bande interdite. Dans la région p, le principe est analogue. Les porteurs majoritaires sont les trous et ils créent des pièges dans la partie inférieure de la bande interdite. L'injection des porteurs majoritaires et minoritaires à l'aide d'un pulse de tension directe. La mesure est réalisée de façon cyclique durant la remontée en température de 88K à 293K.