

REPUBLIQUE ALGERIENNE DIMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTER DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LE RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MOULOU D MAAMRI DE TIZI-OUZOU
FACULTE DE GENIE ELECTEIQUE ET D'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



MÉMOIRE DE MAGISTER

Présenté par :

Mr. SKENDER Ayoub

Pour l'obtention du diplôme de Magister en électronique

Option : Microélectronique

Thème :

Etude et simulation des cellules solaires à triples-jonctions à concentration à base des semi-conducteurs III-V.

Soutenu le : 07/04/2016.

Devant le jury composé de :

Mr. ZIANI Rezki, Professeur à l'U.M.M.T.O.	Président.
Mr. BELKAID Med-Said, Professeur à l'U.M.M.T.O.	Rapporteur.
Mr. HADDAD Salah, Professeur à l'U.M.M.T.O.	Examineur.
Mr. BENNAMANE Kamel, Maître de Conf. A à l'U.M.M.T.O.	Examineur.
Melle. HOCINE Dalila, Maître de Conf. B à l'U.M.M.T.O.	Examinatrice.

Dédicace :

Je dédie ce travail à :

Mon chère père, que DIEU le prit dans ses vastes paradis.

Ma chère sœur wahiba, que DIEU la prit dans ses vastes paradis.

Ma chère mère, mes chères frères et sœurs.

Tous mes amis...

Table des matières :

- Table des matières	
- Liste des figures.	
- Liste des tableaux.	
- Introduction générale.	1
- Chapitre premier.	2
- Etat de l'art.	3
- Cellules solaires et applications des matériaux semi-conducteurs III-V.	3
- Introduction.	3
I- Etude de la cellule solaire à conversion photovoltaïque.	3
I-1 Le rayonnement solaire.	3
I-1-1 Paramètres astronomiques du système Soleil-Terre.	4
I-1-2 Caractéristiques du système Soleil-Terre.	4
I-1-3 Irradiance solaire au sommet de l'atmosphère.	4
I-1-4 Détermination indirecte du spectre solaire.	
Constante solaire.	5
I-2 La conversion photovoltaïque.	9
I-3 Schéma de principe d'une cellule solaire.	10
I-4 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire.	11
I-5 Caractéristique courant-tension.	12
I-6 Paramètres électriques d'une cellule solaire.	12
II- Les matériaux semi-conducteurs III-V.	13
II-1 Définition d'un semi-conducteur III-V.	13
II-2 Propriétés physiques.	16
II-2-1 Structure cristalline.	16
II-2-2 Structure des bandes d'énergie.	17
II-2-3 Les hétérojonctions.	18
II-2-4 Vibrations du réseau cristallin-Phonons.	21
II-3 Propriétés optiques.	23
II-3-1 Absorption.	23
II-3-2 Indice de réfraction.	25
II-3-3 Recombinaison des porteurs. Transitions radiatives.	25
II-3-4 Bilan des phénomènes lors de l'excitation lumineuse d'un semi-conducteur.	27

II-3-5 Propriétés optiques non-linéaires.	28
A/ Effet électro-optique ou effet Pockles.	28
B/ Non-linéarités optiques d'ordre 3.	29
II-4 Propriétés électriques.	30
II-4-1 Transport électronique en régime stationnaire.	30
II-4-2 Transport électronique en régime non stationnaire.	32
A/ Description théorique.	32
B/ Mise en évidence expérimentale.	35
II-5 Applications des semi-conducteurs III-V dans le domaine photovoltaïque.	38
II-5-1 Simple jonction.	38
II-5-2 Multi-jonctions.	40
II-5-3 Hétérojonction.	45
- Conclusion.	46
- Chapitre deuxième.	47
- Etude des cellules solaires à triples-jonctions.	48
- Introduction.	48
I- Les cellules solaires à triples-jonctions.	48
I-1 Les modèles du circuit équivalent.	50
I-1-1 Le modèle à une seule diode.	50
I-1-2 Le modèle à double diodes.	52
I-1-3 Configuration du modèle.	53
II- L'influence de la température et de l'irradiance sur les cellules à triples jonctions.	54
II-1 Matériaux et expérience.	54
II-2 Résultats et discussion.	56
II-2-1 Mesures du rendement quantique externe (EQE) des sous-cellules.	56
II-2-2 Caractéristiques $I-V$ pour 1 soleil.	58
II-2-3 Les caractéristiques $I-V$ sous une irradiation concentrée.	60
II-2-4 Le rendement.	63
II-2-5 La tension du circuit ouvert.	65
II-2-6 La température limite.	68
III- L'irradiation de la cellule solaire à triple-jonction par des protons aux divers énergies.	70

III-1 Expériences.	70
III-2 Les procédures de modélisation.	71
III-2-1 Réglage des paramètres.	71
III-2-2 Méthode de modélisation.	72
III-3 Résultats et discussion.	74
- Conclusion.	78
- Chapitre troisième.	79
- Simulation de la cellule solaire à triple-jonction à concentration à base des semi-conducteurs III-V.	80
- Introduction.	80
I- Présentation du logiciel.	80
I-1 Introduction à l'interface utilisateur AFORS-HET.	80
I-1-1 Définition d'une structure.	81
I-1-2 Analyse des résultats de simulation.	85
I-1-3 Cellule sous illumination.	86
I-1-4 Simulation d'une courbe $I-V$.	87
II- Présentation de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge.	89
II-1 Présentation de la cellule solaire GaInP/GaAs/Ge.	89
II-2 Procédé de fabrication de la cellule solaire GaInP/GaAs/Ge	90
III- Les paramètres de simulation.	91
III-1 Les paramètres d'entrée de la cellule.	91
- Conclusion.	92
- Chapitre quatrième.	93
- Résultats et interprétation.	94
- Introduction.	94
I- Résultats.	94
I-1 La tension du circuit ouvert V_{oc}	94
I-2 La densité du courant du court-circuit J_{sc} .	95
I-3 Le facteur de forme ou de remplissage (Fill Factor).	96
I-4 Le rendement de la cellule solaire η_c .	96
I-5 Les caractéristiques courant-tension $I-V$.	97
II- Discussion.	98
II-1 La tension du circuit ouvert V_{oc} .	98
II-2 La densité du courant du court-circuit J_{sc} .	98
II-3 Le facteur de forme.	98

II-4 Le rendement.	99
II-5 Les caractéristiques courant-tension <i>I-V</i> .	99
- Conclusion.	100
- Conclusion générale.	101
- Bibliographie.	103
- Résumé.	113

Liste des figures :

-Figure (I-1) :	L'irradiance solaire.	4
-Figure (I-2) :	Insolation non réduite, en $W.m^{-2}$ par jour, en fonction de la latitude et de la journée.	5
-Figure (I-3) :	Irradiance monochromatique de la radiation solaire mesurée au sol, en fonction de la sécante de l'angle solaire zénithal, sous des conditions atmosphériques claires et stables, à Tucson Arizona, USA le 12/12/1970.	6
-Figure (I-4) :	L'irradiance solaire total : données originales en haut et composites en bas, entre 1978 et 1999.	7
-Figure (I-5) :	Spectre du Soleil (trait continu) et d'un corps noir (en tirets) à la température de 5780 K.	8
-Figure (I-6) :	Absorption par les gaz atmosphériques.	8
-Figure (I-7) :	Schéma de principe de la conversion photoélectrique.	10
-Figure (I-8) :	Représentation en coupe d'une cellule photovoltaïque.	10
-Figure (I-9) :	Représentation du principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque.	11
-Figure (I-10) :	Schéma électrique équivalent d'une cellule solaire en silicium cristallin.	12
-Figure (I-11) :	Caractéristique courant-tension d'une cellule en silicium multi-cristallin. Courbe réelle mesurée par le constructeur, (b) Courbe simulée et (c) Courbe des caractéristiques typiques mesurables $I_{Cell} = f(V_{Cell})$ d'une jonction PN soumise à un flux lumineux constant et dans l'obscurité.	12
-Figure (I-12) :	Notion du facteur de forme FF pour une cellule photoélectrique.	13
-Figure (I-13) :	Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les alliages III-V.	15
-Figure (I-14) :	Réseau cristallin dans la structure zinc-blende.	16
-Figure (I-15) :	Première zone de Brillouin d'un réseau cubique à faces cen-	

	trées.	17
-Figure (I-16) :	Structure de bandes de GaAs.	18
-Figure (I-17) :	Diagramme des bandes dans une hétérojonction GaAs/ GaAlAs.	19
-Figure (I-18) :	Mobilité des électrons en fonction de la température.	20
-Figure (I-19) :	Quantification des niveaux d'énergie électroniques dans un puits quantique.	20
-Figure (I-20) :	Schéma de bande pour une structure à puits quantique : (a) multiple et (b) un super-réseau.	21
-Figure (I-21) :	Courbes de dispersion des modes de vibration d'une chaîne diatomique.	22
-Figure (I-22) :	Courbes de dispersion des phonons dans GaAs.	23
-Figure (I-23) :	Spectre d'absorption de GaAs pour différentes températures.	24
-Figure (I-24) :	Transitions optiques entre la bande de valence et la bande de conduction.	27
-Figure (I-25) :	Probabilités d'interaction des électrons en fonction de leur énergie dans GaAs.	31
-Figure (I-26) :	Caractéristiques vitesse - champ électrique en régime de transport stationnaire à 300 K calculées par la méthode de Monte Carlo.	32
-Figure (I-27) :	Caractéristiques vitesse - champ électrique à 77 K en régime stationnaire (simulation Monte Carlo).	32
-Figure (I-28) :	Explication schématique du phénomène de survitesse.	34
-Figure (I-29) :	Evolution temporelle de la vitesse moyenne des électrons à 300K.	35
-Figure (I-30) :	Dispositif photoconducteur pour l'étude du transport non sta- tionnaire.	36
-Figure (I-31) :	Photo-courant mesuré en fonction du champ électrique moyen dans des dispositifs longs.	37

-Figure (I-32) :	Photo-courant en fonction de la tension appliquée pour des dispositifs submicroniques GaAs à 300 K.	37
-Figure (I-33) :	Photo-courant en fonction de la tension appliquée pour des dispositifs submicroniques GaAs à 77 K.	37
-Figure (I-34) :	Comparaison des caractéristiques à 300 K et à 77 K pour des dispositifs GaAs de différentes longueurs.	38
-Figure (I-35) :	Schéma de la cellule solaire PiN en double hétéro-jonction fabriquée et caractérisée par Jani et al.	39
-Figure (I-36) :	Caractéristique courant-tension obtenue par Jani et al montrant un rendement de 6.93 %, avec un V_{oc} de 2.4 V et un J_{sc} de 3.7 mA.cm ⁻² .	39
-Figure (I-37) :	(a) : Recouvrement du spectre solaire par une cellule à triple-jonction avec E_{g1} , E_{g2} et E_{g3} les gaps de la sous-cellule du haut, du milieu et du bas, respectivement ($E_{g1} > E_{g2} > E_{g3}$), (b) : Schéma d'une cellule à triple-jonction.	41
-Figure (I-38) :	Caractéristiques courant-tension sous illumination de chaque sous-cellule et de la à cellule triple-jonction GaInP (cellule1) / GaInAs (cellule2) / Ge (cellule3) complète.	41
-Figure (I-39) :	Courbe de rendement d'une triple-jonction sous un spectre AM1.5 sans concentrateur, avec le plus petit gap fixé à 0.7 eV.	42
-Figure (I-40) :	Diagramme de bande d'une cellule à 10 jonctions utilisant l'InGaN.	43
-Figure (I-41) :	Performances attendues des cellules multi-jonctions à base d'InGaN en fonction du nombre de sous cellules. L'accord en courant est supposé par les auteurs.	43
-Figure (I-42) :	Cellules à concentration utilisant un miroir semisphérique de SolFocus.	44
-Figure (I-43) :	Cellules à concentration utilisant des lentilles de Fresnel de Energy Innovations.	44
-Figure (I-44) :	Rendement d'une cellule à triple-jonction GaInP/GaInAs/Ge en fonction de la concentration.	44
-Figure (I-45) :	Mesures et simulation du rendement d'une triple-jonction	

	GaInP/GaInAs/Ge de Sharp en fonction de la température pour différentes concentrations: $\times 1$, $\times 17$ et $\times 200$.	44
-Figure (I-46) :	(a) : Diagramme d'énergie montrant les bandes de valence et de conduction de l'InGaN en fonction de la concentration de gallium. Les traits pointillés représentent les bandes de valence et de conduction du silicium. (b) : Calcul du rendement d'une cellule solaire haute qualité InGaN/Si à deux jonctions en fonction du gap de l'InGaN. Les différentes courbes représentent les rendements en fonction de l'épaisseur du silicium (202).	45
-Figure (II-1) :	Circuit équivalent d'une cellule du modèle à une seule diode.	50
-Figure (II-2) :	Circuit équivalent d'une cellule du modèle à double diodes.	53
-Figure (II-3) :	Esquisse de la structure en couche des sous-cellules du composant étudié en comparaison avec la structure associée à triple-jonction (de gauche à droite, la cellule: triple, la sous-cellule du haut, du milieu et du bas).	55
-Figure (II-4) :	Les EQE des trois sous-cellules du composant ((a) sous-cellule du haut $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$, (b) sous-cellule du milieu $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$, et (c) sous-cellule du bas Ge) pour différentes températures. Les flèches indiquent l'effet de l'augmentation de la température.	57
-Figure (II-5) :	Courbes $I-V$ à 1 soleil des trois sous-cellules du composant ((a) sous-cellule du haut $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$, (b) sous-cellule du milieu $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$, et (c) sous-cellule du bas Ge) pour différentes températures.	59
-Figure (II-6) :	Les courbes $I-V$ des trois sous-cellules du composant ((a) sous-cellule du haut $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$, (b) sous-cellule du milieu $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$, et (c) sous-cellule du bas Ge) à un ratio de concentration de 500 et à diverses températures.	61
-Figure (II-7) :	Influence du ratio de concentration sur la sous-cellule du bas Ge.	62
-Figure (II-8) :	Tracé du facteur de remplissage de la sous-cellule du bas Ge en fonction du ratio de concentration pour toutes les températures étudiées.	63
-Figure (II-9) :	Graphique des rendements des trois sous-cellules solaires du composant ((a) sous-cellule du haut $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$, (b) sous-	

	cellule du milieu $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$, et (c) sous-cellule du bas Ge) en fonction du ratio de concentration pour différentes températures.	64
-Figure (II-10) :	La dépendance des tensions du circuit ouvert de la température ((a) sous-cellule du haut $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$, (b) sous-cellule du milieu $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$, et (c) sous-cellule du bas Ge) pour divers ratios de concentrations.	66
-Figure (II-11) :	Graphique de la dépendance des coefficients de la température relative de la tension du circuit ouvert de l'irradiance pour les trois sous-cellules.	68
-Figure (II-12) :	La dépendance des températures limites T_{limit} de l'irradiance des trois sous-cellules du composant (symboles) tracée en fonction de la densité du photocourant.	69
-Figure (II-13) :	(a) Représentation schématique d'une cellule solaire à triple-jonction et (b) la distribution des rangs des protons dans la cellule solaire à triple-jonction calculée à partir de SRIM.	71
-Figure (II-14) :	La structure de la cellule solaire à triple-jonction utilisée dans cette étude.	73
-Figure (II-15) :	Les rendements quantiques externes (EQEs) de la cellule solaire à triple-jonction irradiées par des protons de 3 MeV. Carrés, cercles et triangles sont, respectivement, EQE de In-GaP, GaAs et Ge. Les lignes continues sont les résultats de simulation : (a) avant l'irradiation et (b), (c) et (d) après irradiation de 10^{12} , 10^{13} et $10^{14}/\text{cm}^2$, respectivement.	75
-Figure (II-16) :	EQEs des cellules solaires à triples-jonctions irradiées par des protons de (a) 30 keV, (b) 150 keV ou (c) 3 MeV . Les symboles sont les données expérimentales et les lignes sont les résultats de simulation.	75
-Figure (II-17) :	Les dépendances de : (a) la concentration des porteurs et (b) la longueur de diffusion des porteurs minoritaire de la fluence des protons dans la couche de la base de InGaP, causée par l'irradiation des protons. Les lignes représentent les résultats d'adaptation, calculés par les équations (II.21) et (II.22)	77
-Figure (II-18) :	Les facteurs restants de I_{sc} et V_{oc} pour les cellules solaires à triples-jonctions irradiées par des protons de (a) 3 MeV, (b) 30 keV, (c) 150 keV et (d) 10 MeV. Les cercles et les triangles noirs/blancs désignent les résultats de I_{sc} et V_{oc} ex-	

	périmentales/simulation en ordre.	77
-Figure (III-1) :	La fenêtre principale AFORS-HET avec toutes les options visibles (après la définition d'une structure et activation du mode de calcul DC).	81
-Figure (III-2) :	La fenêtre principale AFORS-HET et la fenêtre « Define Structure ».	82
-Figure (III-3) :	Pour chaque couche, les paramètres optiques et électriques du matériau peuvent être définis dans la fenêtre « Layer ».	83
-Figure (III-4) :	Des couches électriques et optiques peuvent être ajoutées et les conditions aux limites et d'interface doivent être définies.	83
-Figure (III-5) :	En plus des paramètres du matériau, les distributions du défaut peuvent être définies.	84
-Figure (III-6) :	L'ordre de la couche peut être réorganisé, la sauvegarde de la structure et Calcul de la cellule.	84
-Figure (III-7) :	La fenêtre « Results » montre les diagrammes de bande, les densités des porteurs et du courant ainsi que la recombinaison et la génération.	85
-Figure (III-8) :	Plusieurs outils permettant d'analyser les données en détails.	86
-Figure (III-9) :	Dans la fenêtre « Results » il est possible de basculer entre les résultats du calcul électrique et optique et de montrer les résultats d'une mesure simulée. En outre, les données peuvent être affichées comme une figure ou un tableau.	86
-Figure (III-10) :	Le mode de calcul DC permet la sélection d'illumination constante et le courant ou la tension constante.	87
-Figure (III-11):	Étapes pour configurer la simulation d'une courbe <i>I-V</i> .	88
-Figure (III-12) :	La mise en place de la simulation d'une courbe <i>I-V</i> sous illumination.	88
-Figure (III-13) :	Diagramme des bandes d'énergie de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge.	89
-Figure (III-14) :	Schéma de l'étape de traitement de la cellule GaInP/GaAs/Ge, (a) Cellule solaire T-J simple, (b) Cellule solaire T-J avec revêtement anti reflet Si ₃ N ₄ et (c) Cellule solaire à nanotube	

	de ZnO.	91
-Figure (IV-1) :	La tension du circuit ouvert de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge pour des épaisseurs fixées à 0.01 μm et 0.02 μm des sous-cellules du haut et du bas en ordre avec une variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu.	95
-Figure (IV-2) :	La densité du courant du court-circuit de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge pour des épaisseurs fixées à 0.01 μm et 0.02 μm des sous-cellules du haut et du bas en ordre avec une variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu.	95
-Figure (IV-3) :	Le facteur de forme de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge pour des épaisseurs fixées à 0.01 μm et 0.02 μm des sous-cellules du haut et du bas en ordre avec une variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu.	96
-Figure (IV-4) :	Le rendement de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge pour des épaisseurs fixées à 0.01 μm et 0.02 μm des sous-cellules du haut et du bas en ordre avec une variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu.	96
-Figure (IV-5) :	Caractéristiques I-V de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge en fonction de la température, pour des épaisseurs fixées à 0.01 μm et 0.02 μm des sous-cellules du haut, et du bas en ordre, et pour une épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs égale à : (a) 300 μm , (b) 100 μm .	97

Liste des tableaux :

-Tableau (I-1) :	Source d'énergie pour l'atmosphère. (Les valeurs d'énergie sont déterminées globalement pour la terre).	3
-Tableau (I-2) :	Variations de la distance Soleil-Terre.	4
-Tableau (I-3) :	Caractéristiques du système Soleil-Terre.	4
-Tableau (I-4) :	Paramètres caractéristiques pour les principaux composés III-V. ϵ_g énergie de bande interdite; λ_g longueur d'onde du seuil d'absorption; m^* masse effective des de l'électron et a_0 paramètre de maille du cristal.	14
-Tableau (I-5) :	Paramètres de la bande de conduction dans GaAs et InP.	17
-Tableau (I-6) :	Résultats de simulation de Bremner et al. sur des cellules multi-jonctions entre 1 et 8 sous-cellules sous un spectre AM1.5 et sous un optimum de concentration.	42
-Tableau (II-1) :	Liste des valeurs estimées de $J_{sc}^{1\chi}$ et V_{oc} pour les cellules solaires mono-jonctions et du composant à partir de la littérature en comparaison avec les données mesurées des cellules du composant étudié à la température de 25°C.	68
-Tableau (II-2) :	Les conditions d'irradiation par protons et les propriétés initiales représentatives des cellules solaires à triples-jonctions.	71
-Tableau (II-3) :	Réglage des paramètres.	72
-Tableau (II-4) :	Les taux d'enlèvement des porteurs R_C et les coefficients des dommages K_L de chaque sous-cellule.	76
-Tableau (III-1) :	Les paramètres de simulation de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge.	91

Introduction générale.

Introduction générale :

L'énergie solaire photovoltaïque est une source d'énergie renouvelable capable de produire de l'électricité en grande quantités sur le long terme sans émettre de gaz à effet de serre. Plusieurs avancées technologiques sont effectuées ces dernières années pour réduire le prix du watt crête du module et augmenter son rendement [1]. Différents matériaux ainsi que plusieurs architectures de cellules solaires sont apparus pour fabriquer un module photovoltaïque à haut rendement [2]. En effet, le paramètre principal limitant le rendement des cellules solaires réside dans leur spectre d'absorption inadéquat avec le spectre solaire incident. Pour pallier à ce problème, la solution est d'adapter le rayonnement solaire à la sensibilité spectrale des cellules solaires afin d'augmenter leur gamme d'absorption spectrale.

Dans ce sens, nous nous sommes intéressés à la simulation des cellules solaires à triples jonctions à concentration à base de semi-conducteurs III-V dans le but d'améliorer leurs performances photovoltaïques. Les matériaux III-V composant nos cellules sont le phosphore de gallium – indium (GaInP), l'arséniure de gallium (GaAs) et le germanium (Ge) ; ces semi-conducteurs présentent des largeurs de bandes interdites (E_G) adaptées pour absorber la quasi-totalité du spectre solaire.

Les cellules solaires à triple jonction à concentration présentent les plus hauts rendements grâce à leur structure formée d'une superposition de trois cellules, d'une part et à la concentration solaire d'autre part. En effet, en focalisant le rayonnement solaire sur ces cellules solaires à triples jonctions, nous profitons des rendements très élevés de ces architectures.

Pour ce faire, notre manuscrit se décompose de la manière suivante :

Dans le premier chapitre, nous rappelons les notions de bases relatives au fonctionnement des cellules solaires. Nous présentons ensuite une étude bibliographique sur les semi-conducteurs III-V incluant leurs propriétés physiques, optoélectroniques ainsi que leurs applications dans le domaine photovoltaïque.

Le chapitre 2 présente un état de l'art sur les cellules solaires à triples jonctions en précisant les rendements actuels théoriques et pratiques obtenus par d'autres chercheurs.

Le chapitre 3 est consacré à la simulation des cellules solaires à triples jonctions à concentration à base de GaInP/GaAs/Ge. Nous présentons en premier lieu le logiciel de simulation AFORS HET utilisé et les paramètres de simulation. Nous étudions en second lieu la structure des cellules solaires simulées.

Les résultats de simulation sont présentés et interprétés dans le quatrième chapitre. Nous montrerons également l'effet de la variation des épaisseurs des sous-cellules ainsi que la température sur les performances des cellules solaires à triple jonctions. Nos résultats de simulation sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus par d'autres chercheurs.

Nous concluons ce manuscrit par une synthèse de l'apport de nos travaux suivie d'une proposition de perspectives ouvertes par les travaux de ce mémoire.

Chapitre premier :
Cellules solaires et applications des matériaux semi-conducteurs
III-V.

Etat de l'art.

Cellules solaires et applications des matériaux semi-conducteurs III-V.

Introduction :

Aujourd'hui, la production d'électricité photovoltaïque est largement dominée par le silicium avec 95 % des panneaux photovoltaïques installés (monocristallin, polycristallin et couche mince) [3]. Cependant, ces panneaux commerciaux souffrent d'un faible rendement moyen, environ 12 % (entre 12 et 18 % pour le monocristallin, entre 12 et 15 % pour le polycristallin et entre 6 et 9 % pour les couches minces [4]). C'est pourquoi de nombreuses recherches se tournent sur l'augmentation de l'efficacité des panneaux en silicium (nanostructures, couches minces, plasmonique, etc.) et sur des matériaux alternatifs possédant un meilleur rendement (CdTe, CIGS, GaAs, etc.). Généralement, ces nouveaux matériaux sont déposés en couches minces de quelques centaines de nanomètres, mais présentent toujours des rendements intéressants, réduisant ainsi les coûts de production.

Parmi les nouveaux matériaux en couche mince considérés pour le photovoltaïque, l'alliage InGaN. Il fut étudié dans un premier temps pour des applications des diodes électroluminescentes (LED) et des capteurs UV [5]. Depuis le début des années 2000, il est étudié pour le photovoltaïque [6-7-8-9] grâce à son large et modulable gap d'énergie interdite. On peut donc, par exemple, facilement concevoir des cellules solaires multi-jonctions à base d'InGaN simplement en changeant la concentration d'indium dans le GaN. De telles structures simplifieraient ainsi les procédés de fabrication des cellules et en diminueraient ainsi les coûts, tout en produisant de hauts rendements de conversion photovoltaïque.

I- Etude de la cellule solaire à conversion photovoltaïque :

I-1 Le rayonnement solaire :

L'énergie radiative du soleil est pratiquement une source d'énergie qui influence les mouvements atmosphériques et les divers processus qui ont lieu dans les couches atmosphériques et à la surface de la terre. La table suivante illustre l'ordre de grandeur des différentes sources d'énergie.

Source d'énergie	Énergie	
	W	Relative au Soleil
Soleil	1.76×10^{17}	1
Lune pleine	3.09×10^{12}	1.76×10^{-5}
Foudre	1.60×10^{12}	9.09×10^{-6}
Étoiles	1.61×10^{10}	9.15×10^{-8}
Aurores boréales	2.53×10^{10}	1.44×10^{-7}
Rayons cosmiques	1.63×10^{10}	9.26×10^{-8}
Météores	1.44×10^{10}	8.18×10^{-8}
Luminescence du ciel (la nuit)	1.12×10^{10}	6.36×10^{-8}

Tableau (I-1) : Source d'énergie pour l'atmosphère. (Les valeurs d'énergie sont déterminées globalement pour la terre) [10].

I-1-1 Paramètres astronomiques du système Soleil-Terre :

La terre tourne autour du Soleil en $365 \frac{1}{4}$ jours sur une orbite elliptique (révolution), la distance soleil-terre variant de 147 millions à 152 millions de kilomètres, et l'axe des pôles restant quasiment parallèle à lui-même, tout au long du parcours.

	Variations de la distance Soleil-Terre
1 ^{er} janvier	147001000 km
1 ^{er} avril	149501000 km
1 ^{er} juillet	152003000 km
1 ^{er} octobre	149501000 km

Tableau (I-2) : Variations de la distance Soleil-Terre [10].

Cette variation annuelle de 5 millions de kilomètres dans la distance se traduit par une variation de $\pm 3.5\%$ dans le rayonnement solaire moyen pour tout le globe [10].

I-1-2 Caractéristiques du système Soleil-Terre :

Le tableau (I-3) illustre les caractéristiques du système soleil-terre.

Grandeur		
Température de surface (Soleil)	T_s	6000 K
Température interne (Soleil)	T_i	40 000 000 K
Diamètre (Soleil)	D_s	$139.14 \times 10^4 \text{ km} = 109.05 D_T$
Superficie (Soleil)	Σ_s	$6.093 \times 10^{12} \text{ km}^2 = 11918 \Sigma_T$
Volume (Soleil)	V_s	$1.412 \times 10^{18} \text{ km}^3 = 1\,301\,000 V_T$
Masse (Soleil)	M_s	$332\,488 M_T$
Densité (Soleil)	ρ_s	$0.255 \rho_T$
Distance moyenne Terre-Soleil	\bar{D}_{T-s}	$1.4953 \times 10^8 \text{ km}$

Tableau (I-3) : Caractéristiques du système Soleil-Terre [10].

I-1-3 Irradiance solaire au sommet de l'atmosphère:

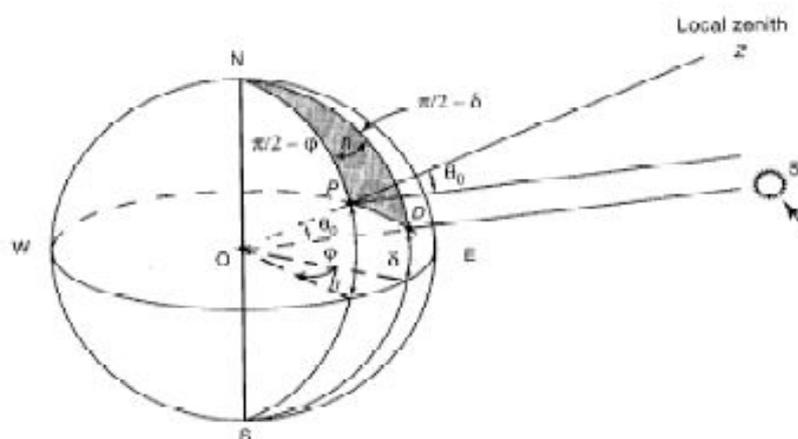


Figure (I-1) : L'irradiance solaire [10].

L'irradiance solaire par unité d'aire horizontale au sommet de l'atmosphère est donnée par :

$$E = \frac{S}{\rho^2} \cos \phi = \frac{S}{\rho^2} (\sin \theta \sin \delta + \cos \theta \cos \delta \cos h) \quad (I.1)$$

Où S est la constante solaire, ρ le rayon vecteur (D_{T-S}/\bar{D}_{T-S}), ϕ l'angle zénithal, θ la latitude, δ la déclinaison du soleil et h l'angle horaire du soleil.

L'insolation pour une période de temps Δt est définie par:

$$Q = \int_{\Delta t} E(t) dt \quad (I.2)$$

L'insolation journalière par unité d'aire horizontale est donnée par:

$$Q = \frac{S}{\rho^2} \int_{\text{lever}}^{\text{coucher}} \cos \phi dt \quad (I.3)$$

Cette équation peut alors être évaluée en fonction de la latitude et de la date.

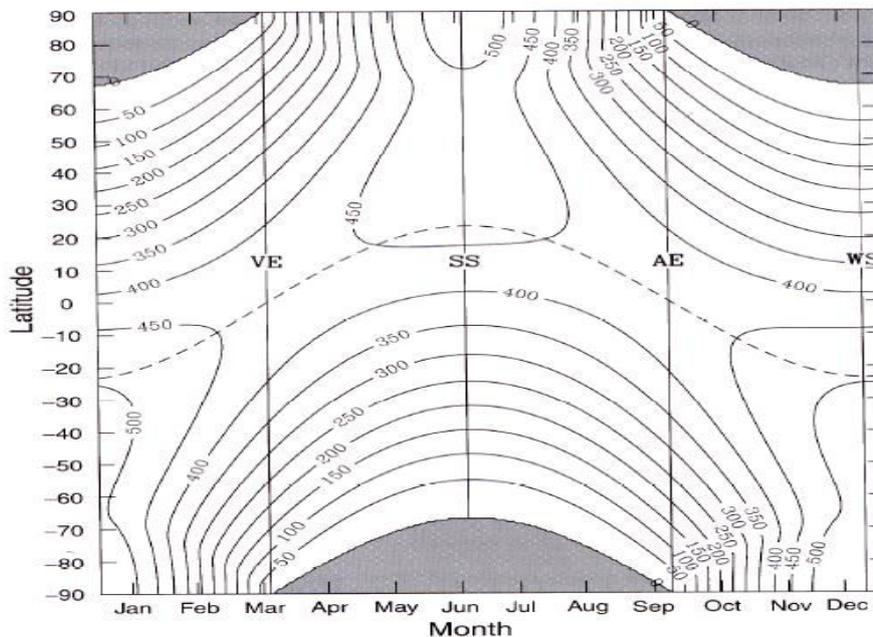


Figure (I-2) : Insolation non réduite, en $W.m^2$ par jour, en fonction de la latitude et de la journée [10].

La figure montre que le maximum d'insolation arrive au solstice d'été à chacun des pôles. Ce résultat est causé par les longues durées de la journée aux pôles en été (pour un maximum de 24 heures).

I-1-4 Détermination indirecte du spectre solaire. Constante solaire :

Supposons que l'atmosphère est constituée par des couches parallèles, le rayonnement solaire est affaibli par extinction dans l'atmosphère, en considérant E_{∞} comme étant l'irradiance au sommet de l'atmosphère et E_K l'irradiance à un niveau z , de la loi de Beer on a que:

$$\int_{E_{\lambda\infty}}^{E_{\lambda}} \frac{dE_{\lambda}}{E_{\lambda}} = \sec \phi \int_{\infty}^z \xi_{\lambda} \rho dz = - \sec \phi \int_z^{\infty} \xi_{\lambda} \rho dz \quad (I.4)$$

D'où :

$$\ln E_{\lambda} = \ln E_{\lambda\infty} - \sec \phi \int_z^{\infty} \xi_{\lambda} \rho dz \quad (I.5)$$

Définissant $m = \sec \phi$, qui représente le rapport entre la masse d'air qui se trouve entre le soleil et l'observateur et la masse d'air entre l'observateur et le sommet de l'atmosphère au zénith, on obtient :

$$\ln E_{\lambda} = \ln E_{\lambda\infty} - m \int_z^{\infty} \xi_{\lambda} \rho dz \quad (I.6)$$

$$Y = b + mc \quad (I.7)$$

Ce qui représente l'équation d'une droite avec c et b inconnues lorsque Y et m sont les variables.

Des mesures au sol de E_{λ} peuvent être obtenues pour différents angles zénithales au cours d'une même journée. Si les propriétés de l'atmosphère ne changent pas durant la période d'observation, c reste constant. Ainsi, en représentant sur un graphique $\ln E_{\lambda}$ en fonction de m , on peut par extrapolation de la droite obtenir la valeur de l'irradiance monochromatique au sommet de l'atmosphère $E_{\lambda\infty}$ correspondant à la valeur de $m = 0$ [10].

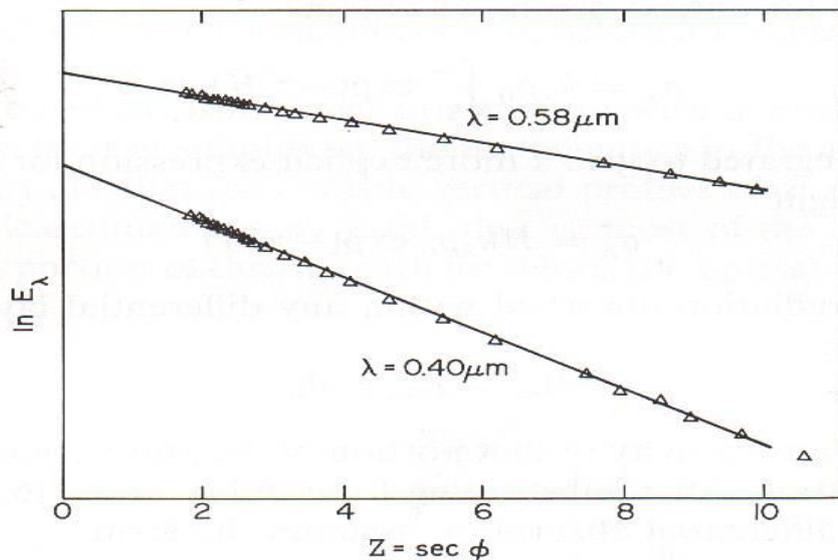


Figure (I-3) : Irradiance monochromatique de la radiation solaire mesurée au sol, en fonction de la sécante de l'angle solaire zénithal, sous des conditions atmosphériques claires et stables, à Tucson, Arizona, USA le 12/12/1970 [10].

Si les observations sont faites à plusieurs longueurs d'onde, on peut écrire:

$$E_0 = \int_z^{\infty} E_{\lambda_0} d\lambda \cong \sum_{i=0}^N E_{\lambda_0} \Delta\lambda \quad (I.8)$$

Où N est le nombre total d'irradiances monochromatiques mesurées.

Finalement, si D_{T-S} représente la distance terre-soleil de la journée des observations, par conservation d'énergie, la constante solaire peut être déterminée par la relation suivante:

$$S(4\pi\bar{D}_{T-S}^2) = E_0(4\pi D_{T-S}^2) \Rightarrow S = E_0 \left(\frac{D_{T-S}}{\bar{D}_{T-S}} \right)^2 \quad (I.9)$$

Cependant l'atmosphère est essentiellement opaque aux longueurs d'onde plus courte que $0.34\mu\text{m}$, et pour les longueurs d'ondes plus longues que $2.5\mu\text{m}$, ainsi il est impossible de mesurer E_{λ} dans ces régions, par contre, on peut apporter une correction due à ces régions, en évaluant qu'elles contribuent à environ 8% du flux solaire total.

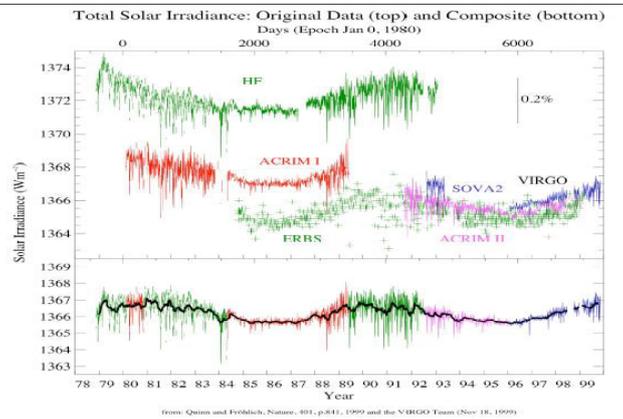


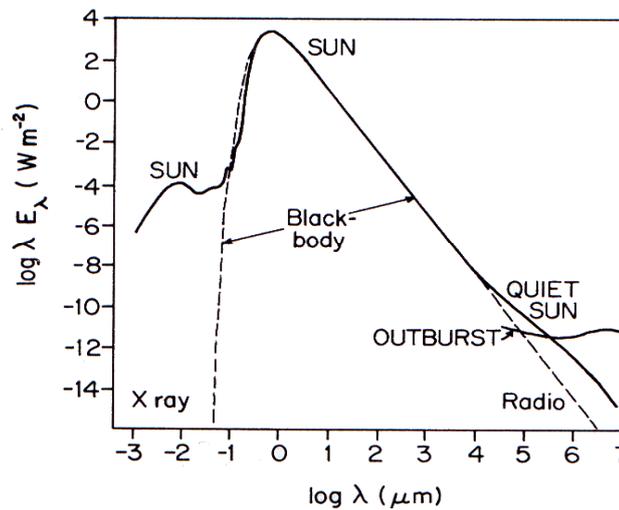
Figure (I-4) : L'irradiance solaire totale : données originales en haut et composites en bas, entre 1978 et 1999 [10].

Le rayonnement solaire atteint la couche supérieure de l'atmosphère à un taux moyen de $\sim 1367 \text{ W.m}^{-2}$, en dépit du fait que le soleil possède un diamètre de 1.39 million de km, le disque visible de la photosphère ne sous-tend qu'un angle de 0.545° vu de la terre, en entrant dans l'atmosphère, le rayonnement est modifié en intensité et en polarisation par diffusion sur les molécules d'air, les gouttelettes d'eau, les poussières et les autres particules d'aérosol, par absorption due aux absorbants atmosphériques, par absorption et réflexion à la surface de la terre, les émissions d'ondes courtes comme la luminescence du ciel et les aurores, même si elles sont intéressantes comme phénomènes, contribuent peu au budget d'énergie.

Dans la figure (I-5), on pourra comparer la distribution spectrale du rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère avec celle émise par un corps noir à une température de 5780 K, les différences significatives que l'on observe dans la région des rayons X sont dues principalement aux transitions électroniques qui se produisent dans l'atmosphère supérieure du soleil, dans les autres régions, les courbes sont identiques dans leurs formes et leurs grandeurs.

De l'énergie de radiation émise par le soleil, environ 50% se situe dans l'intervalle des longueurs d'onde plus grandes que le visible, 40% dans le visible et 10% pour les longueurs d'ondes plus courtes que le visible.

Figure (I-5) :
Spectre du Soleil (trait continu)
et d'un corps noir (en tirets) à la
température de 5780 K [10].



Trois phénomènes sont responsables de l'affaiblissement du rayonnement solaire dans son cheminement à travers l'atmosphère terrestre:

- L'absorption par les gaz de l'atmosphère et la vapeur d'eau.
- La diffusion moléculaire par les gaz de l'atmosphère et la vapeur d'eau.
- L'absorption et la diffusion par les particules en suspension dans l'atmosphère.

Ces trois phénomènes contribuent à modifier la distribution spectrale du rayonnement solaire, de sorte qu'au sol, on observe la distribution représentée sur la figure (I-6).

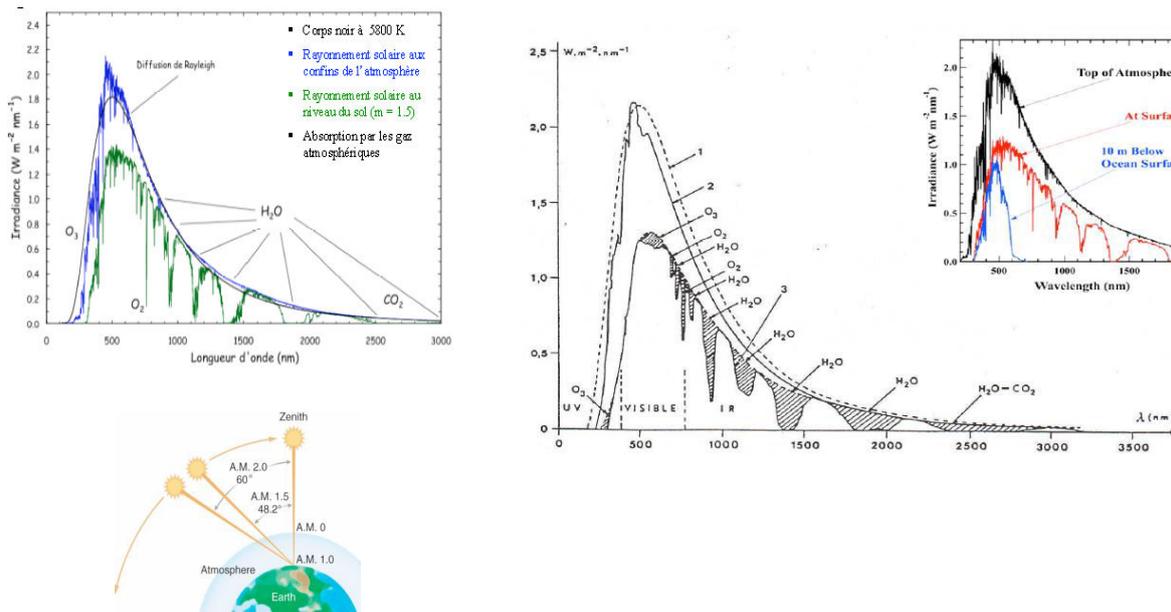


Figure (I-6) : Absorption par les gaz atmosphériques [10].

L'aire entre les deux courbes représente l'affaiblissement du rayonnement incident lors de son passage au travers de l'atmosphère, l'affaiblissement est divisé en deux parties:

- l'aire non ombragée représente l'effet combiné de la diffusion et de l'absorption due aux nuages et aux aérosols, et de la diffusion due aux molécules d'air.
- l'aire ombragée représente l'absorption due aux molécules d'air et à la vapeur d'eau.

Presque toutes les aires ombragées peuvent être associées à des bandes discrètes d'absorption, les principales absorptions sont produites par la vapeur d'eau qui est responsable de plusieurs bandes dans l'infrarouge proche, et par l'ozone atmosphérique de la stratosphère qui limite considérablement le rayonnement dans la région où $\lambda < 0.3\mu\text{m}$.

La diffusion qui est particulièrement importante aux courtes longueurs d'onde, est le principal responsable de la décroissance indiquée par les courbes dans les régions spectrales du visible et de l'ultraviolet.

Jusqu'à récemment, les concentrations stratosphériques d'ozone étaient surtout mesurées depuis le sol, et les résultats obtenus donnaient la concentration totale d'ozone au-dessus de l'observateur. Aujourd'hui, les instruments de rétrodiffusion solaire des satellites permettent de mesurer régulièrement la distribution de la couche d'ozone au dessus du globe, tandis que la répartition verticale est mesurée au moyen d'appareils montés sur des ballons d'observation, la connaissance détaillée de la minceur de la couche d'ozone au-dessus des régions polaires provient principalement de ces sources.

Plus de la moitié de la radiation solaire qui arrive au sol vient de la fenêtre spectrale qui correspond grossièrement aux longueurs d'onde du visible [10].

I-2 La conversion photovoltaïque :

Le scientifique français, Edmond Becquerel, fut le premier à découvrir en 1839 l'effet photoélectrique. Il a trouvé que certains matériaux pouvaient produire une petite quantité de courant sous l'effet de la lumière. Par la suite, Albert Einstein a découvert, en travaillant sur l'effet photoélectrique, que la lumière n'avait pas qu'un caractère ondulatoire, mais que son énergie était portée par des particules, les photons. L'énergie d'un photon est donnée par la relation :

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{I. 10})$$

Où h est la constante de Planck, c la célérité de la lumière et λ sa longueur d'onde.

Ainsi, plus la longueur d'onde est courte, plus l'énergie du photon est grande. Cette découverte valut à Albert Einstein le prix Nobel en 1905.

La conversion photovoltaïque aujourd'hui largement utilisée peut être simplement définie comme la transformation de l'énergie des photons en énergie électrique grâce au processus d'absorption de la lumière par la matière. Lorsqu'un photon est absorbé par le matériau, il passe une partie de son énergie par collision à un électron l'arrachant littéralement de la matière. Ce dernier étant précédemment à un niveau d'énergie inférieur où il était dans un état stable passe alors vers un niveau d'énergie supérieur, créant un déséquilibre électrique au sein de la matière se traduisant par une paire électron-trou, de même énergie électrique. Généralement, la paire électron-trou revient rapidement à l'équilibre en transformant son énergie électrique en énergie thermique. Toute l'énergie des photons n'arrivant pas à se transformer en électricité est absorbée par le matériau sous forme thermique. Le matériau constituant les capteurs photovoltaïque a alors sa température interne qui augmente proportionnellement à l'énergie solaire reçue, le taux de conversion photon-électron est faible. L'effet thermique est

donc majoritaire sur la plupart des capteurs détériorant d'autant plus les performances de ces derniers.

Même si le phénomène électrique est secondaire devant le phénomène thermique, récupérer tout ou partie de l'énergie électrique est le premier objectif des capteurs photovoltaïques sous forme de cellules ou de générateurs. Cela est possible grâce par exemple à des cellules solaires réalisées en associant un matériau semi-conducteur dopé N à un autre semi-conducteur dopé P, (Fig. (I-7)). L'énergie produite par l'absorption d'un photon dans un matériau se traduit du point de vue électrique par la création d'une paire électron-trou. Cette réaction entraîne une différence de répartition des charges créant ainsi une différence de potentiel électrique, c'est l'effet photovoltaïque. Le fait d'avoir associé deux types de matériaux semi-conducteurs pour créer une jonction permet de pouvoir récupérer les charges avant que ces dernières ne se soient recombinées dans le matériau qui redevient alors neutre. La présence de la jonction PN permet ainsi de maintenir une circulation de courant jusqu'à ses bornes. Le nombre de photons par unité de longueur d'onde est une donnée à connaître pour les applications photovoltaïques pour estimer l'énergie totale disponible. La longueur d'onde correspondant au maximum de photons est de l'ordre de 650-670 nm [11].

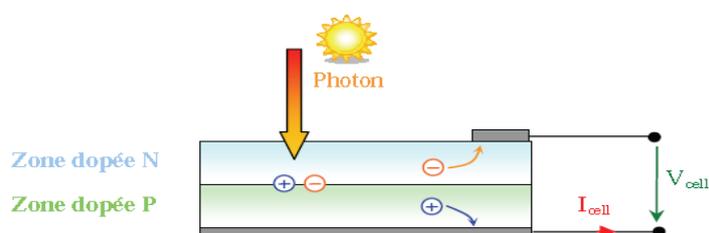


Figure (I-7) : Schéma de principe de la conversion photoélectrique [11].

I-3 Schéma de principe d'une cellule solaire :

La cellule photovoltaïque (cellule PV), aussi appelée cellule solaire, constitue l'élément de base de la conversion photovoltaïque, il s'agit d'un dispositif semi-conducteur qui transforme en énergie électrique l'énergie lumineuse fournie par une source d'énergie, le soleil. Elle exploite les propriétés des matériaux semi-conducteurs utilisés dans l'industrie de l'électronique : diodes, transistors et circuits intégrés. La cellule photovoltaïque est schématisée de façon détaillée sur la figure (I-8).

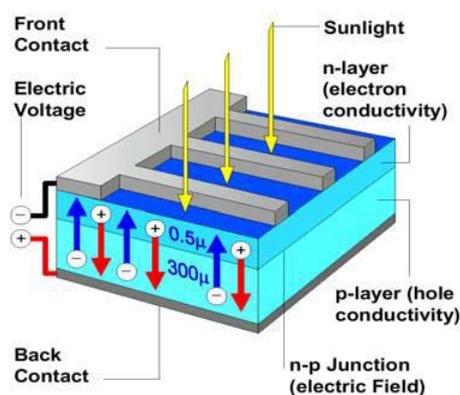


Figure (I-8) : Représentation en coupe d'une cellule photovoltaïque [12].

I-4 Principe de fonctionnement d'une cellule solaire :

Pour passer de l'effet photovoltaïque à l'application pratique, il est nécessaire de trouver des matériaux qui permettent d'optimiser les deux phases essentielles de ce principe:

- i) Absorption de la lumière incidente.
- ii) Collection des électrons en surface.

Les cellules photovoltaïques sont fabriquées à partir de matériaux semi-conducteurs qui sont capables de conduire l'électricité ou de la transporter. Plus de 90 % des cellules solaires fabriquées à l'heure actuelle sont au silicium cristallin. Une des faces de la cellule est dopée N (par exemple du phosphore), l'autre est dopée P (par exemple du bore). Des électrodes métalliques sont placées sur les deux faces pour permettre de récolter les électrons et de réaliser un circuit électrique. La face supérieure de la cellule est traitée de manière à optimiser la quantité de lumière entrant dans la cellule au moyen de traitement de surface, par l'application d'une couche anti réflexion [12].

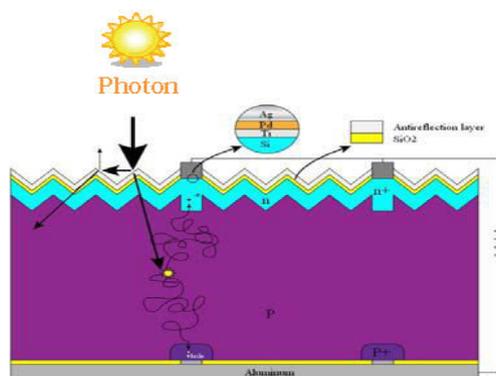


Figure (I-9): Représentation du principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque [12].

La jonction PN présente la particularité de pouvoir fonctionner en générateur d'énergie, ce comportement en statique peut être décrit par l'équation électrique définissant le comportement d'une diode classique. Ainsi, le régime électrique statique d'une cellule photovoltaïque constituée d'une jonction PN en silicium peut être décrit via l'équation suivante :

$$I_{Cell} = I_{cc} - I_{sat} \left[\exp \left(\frac{V_{Cell} - I_{Cell} R_{Serie}}{n V_T} \right) - 1 \right] - \frac{V_{Cell} - I_{Cell} R_{Serie}}{R_{Shunt}} \quad (I. 11)$$

Où $V_T = \frac{K_B T}{e}$: représente le potentiel thermodynamique, I_{Sat} : le courant de saturation de la jonction, K_B : la constante de Boltzmann ($1.381 \cdot 10^{-23}$ Joules/Kelvin), T : la température de la cellule en Kelvin, e : la charge d'un électron, n : le facteur de non idéalité de la jonction, I_{Cell} : le courant fourni par la cellule, V_{Cell} : la tension aux bornes de la cellule, I_{cc} : le courant produit par la cellule lorsqu'elle est mise en court-circuit, R_{Shunt} : la résistance modélisant les courants de fuites de la jonction, et R_{Serie} : la résistance série caractérisant les diverses résistances de contacts et de connexions. La Figure (I-10) représente avec des composants électroniques, le comportement électrique équivalent déduit de l'équation (I.11).

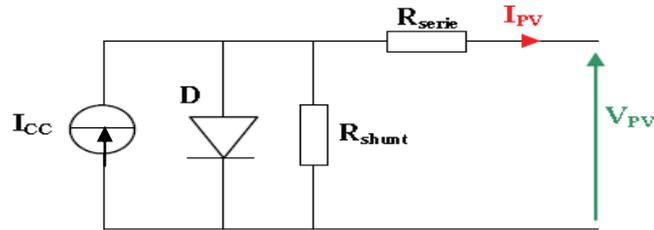


Figure (I-10) : Schéma électrique équivalent d'une cellule solaire en silicium cristallin [11].

I-5 Caractéristique courant-tension :

La courbe présentée en Figure (I-11) (a) représente la caractéristique courant-tension normalisée notée $I(V)$ d'une cellule solaire en silicium multi-cristallin ayant un rendement de 19.8%. La densité de courant délivrée par la cellule, ici notée J , est exprimée en ampère par unité de surface (cm^2). La tension présente aux bornes de la cellule est exprimée en volt et ne dépend pas de la surface de la cellule. Le courant de court-circuit de la cellule est de 38.1 mA/cm^2 (noté dans les notices constructeurs I_{cc} ou alors I_{sc} pour la terminologie anglaise signifiant (Short-Circuit current) et la tension du circuit ouvert V_{co} s'élève à 654 mV (V_{oc} pour Open Circuit Voltage).

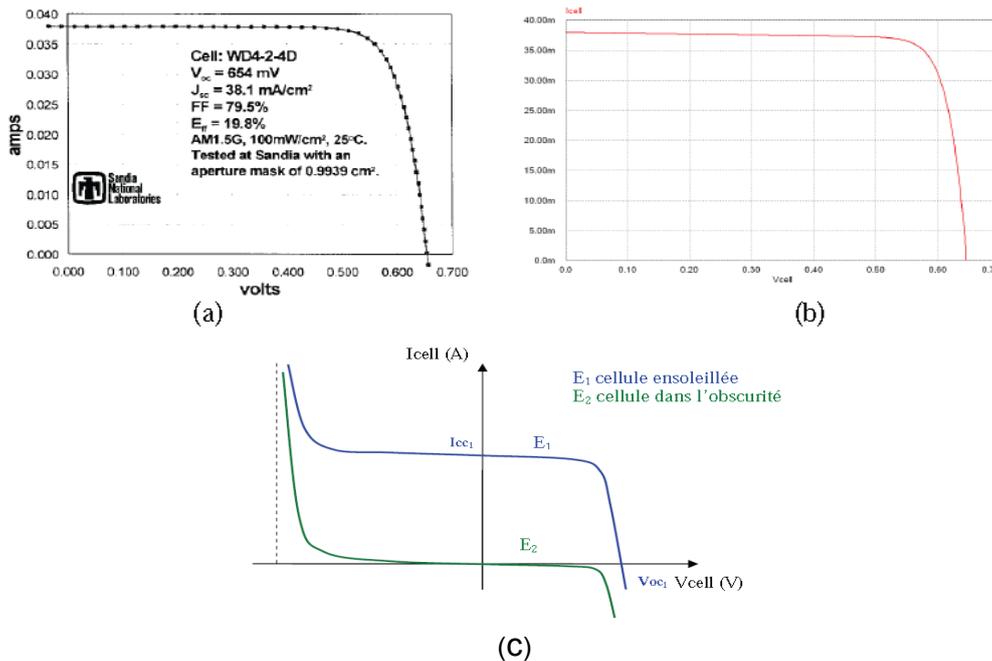


Figure (I-11) : Caractéristique courant-tension d'une cellule en silicium multi-cristallin. (a) Courbe réelle mesurée par le constructeur, (b) Courbe simulée et (c) Courbe des caractéristiques typiques mesurables $I_{Cell} = f(V_{Cell})$ d'une jonction PN soumise à un flux lumineux constant et dans l'obscurité [13].

I-6 Paramètres électriques d'une cellule solaire :

On parle souvent du rendement de conversion pour des cellules photovoltaïques, ce terme correspond à la capacité de la cellule à transformer l'énergie des photons qui la percutent. Ces mesures sont aujourd'hui normalisées. Les cellules solaires sont donc testées par les construc-

teurs sous un spectre lumineux artificiel correspondant à un spectre solaire typique AM1.5 (soit à l'irradiance totale reçue sur le sol terrestre à une altitude de 0° avec un angle de 48°) sous une température fixe de 25°C. Pour simplifier, cette convention a permis de normaliser les rendements donnés dans les notices des capteurs afin de pouvoir les comparer. La puissance moyenne totale reçue lors des tests par les cellules assemblées en module PV est de 1000W/m² sous 25°C.

De nombreux scientifiques travaillent sur l'augmentation des rendements de conversion des cellules photovoltaïques. Actuellement, les panneaux commerciaux ont pour la plupart d'entre eux, un rendement d'environ 14%. Ceci peut se traduire par la production de 140 Watts crêtes pour un module PV qui reçoit 1000 W/m². Les recherches sur les matériaux qui constituent les cellules sont en plein essor de même que celles sur l'optimisation de fabrication des cellules et de panneaux PV.

Un paramètre important est souvent utilisé à partir de la caractéristique $I(V)$ pour qualifier la qualité d'une cellule ou d'un générateur PV : c'est le facteur de remplissage ou fill factor (FF). Il est illustré sur la figure (I-12). Ce coefficient représente le rapport entre la puissance maximale que peut délivrer la cellule notée P_{max} et la puissance formée par le rectangle $I_{cc}V_{co}$.

$$FF = \frac{P_{max}}{I_{cc}V_{co}} \quad (I. 12)$$

Plus la valeur de ce facteur sera grande, plus la puissance exploitable le sera également. Les meilleures cellules auront donc fait l'objet de compromis technologiques pour atteindre le plus possible les caractéristiques idéales.

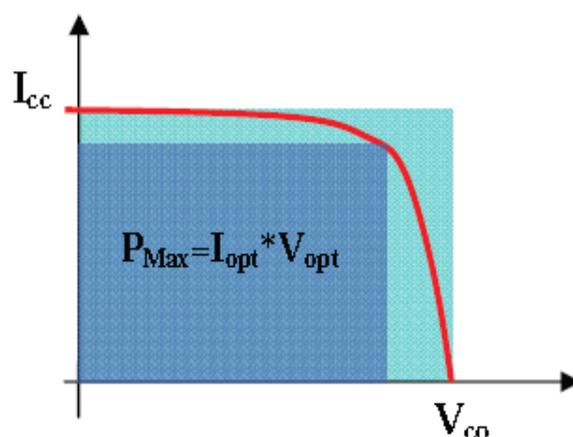


Figure (I-12) : Notion du facteur de forme FF pour une cellule photoélectrique.

II- Les matériaux semi-conducteurs III-V :

II-1 Définition d'un semi-conducteur III-V :

Les matériaux semi-conducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la 3^{ème} colonne et d'un élément de la 5^{ème} colonne de la classification périodique. Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude

de leurs propriétés, et en particulier de la structure de bande, montre que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants, et à structure de bande indirecte. Les composés incluant du bore, de l'aluminium, ou de l'azote, et le phosphore de gallium GaP, ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide [14], qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs, ou pour l'optoélectronique où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions opaques soient efficaces [15]. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le thallium ou le bismuth donnent des composés à caractère métallique. On considérera donc essentiellement les composés à base de gallium (GaAs, GaSb), ou d'indium (InP, InAs, InSb) dont les propriétés sont les plus intéressantes. Le tableau (I-4) résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

L'intérêt pratique des semi-conducteurs III-V est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne. On sait par exemple obtenir des alliages ternaires du type $Ga_xAl_{1-x}As$, $Ga_xIn_{1-x}As$, ou quaternaires comme $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$. La figure (I-13) représente les variations de la largeur de bande interdite d'alliage en fonction du paramètre cristallin, qui varie lui même avec la composition. Ce diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de la bande interdite, et donc les propriétés optiques, varient dans une large gamme. Il existe cependant une contrainte importante pour la fabrication de ces matériaux, qui sont réalisés en couches minces par croissance épitaxiale sur un substrat binaire : le paramètre cristallin doit être très proche de celui du substrat. Le diagramme de la figure (I-13) permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être épitaxié en couche mince sur les substrats binaires GaAs ou InP [16].

Composé III-V	ϵ_g [eV]	λ_g [μ m]	m^*/m_0	a_0 [Å]	Structure de la bande interdite
BN	≈ 7.5	0.17		3.615	Indirecte
AlP	2.45	0.51		5.463	
AlAs	2.16	0.57		5.661	
AlSb	1.58	0.75	0.12	6.138	
GaP	2.26	0.55	0.82	5.449	
GaAs	1.42	0.87	0.063	5.653	directe
GaSb	0.72	1.85		6.095	
InP	1.35	0.92	0.08	5.868	
InAs	0.36	3.44	0.023	6.058	
InSb	0.17	7.30	0.014	6.479	

Tableau (I-4) : Paramètres caractéristiques pour les principaux composés III-V. ϵ_g énergie de bande interdite; λ_g longueur d'onde du seuil d'absorption; m^* masse effective des électrons et a_0 paramètre de maille du cristal [16].

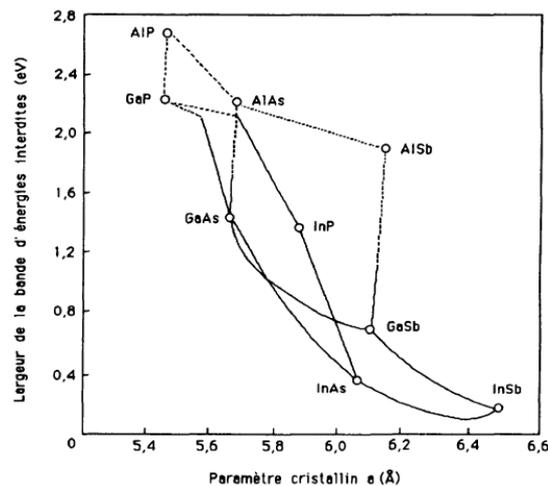


Figure (I-13) : Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les alliages III-V [16].

Par ailleurs, l'interface entre deux composés différents (hétérojonction), présente des propriétés spécifiques, par exemple la présence d'un gaz d'électrons bidimensionnel, que l'on peut mettre à profit dans la réalisation des composants performants. L'empilement de couches alternées très minces de deux composés différents peut également faire apparaître des effets quantiques (puits quantiques multiples), ou même une périodicité supplémentaire du réseau cristallin (super-réseaux).

Les matériaux III-V offrent donc des multiples possibilités, aussi bien pour la microélectronique rapide que pour l'optoélectronique, par la grande variété des composés réalisables et l'ouverture qu'ils donnent sur la conception des dispositifs totalement nouveaux par l'ajustement des structures des bandes "band gap engineering".

L'arséniure de gallium GaAs est un composé semi-conducteur utilisé dans certaines diodes, les transistors à effet de champ (FET), et des circuits intégrés. Les porteurs de charge, qui sont principalement des électrons, se déplacent à grande vitesse entre les atomes. Cela rend le composant GaAs utiles à des fréquences radio ultra-hautes et dans les applications de commutation électronique rapide. Les dispositifs GaAs génèrent moins de bruit que la plupart des autres types de composants semi-conducteurs.

Le phosphure de gallium indium (InGaP), également appelé le phosphure d'indium gallium (GaInP), est un semi-conducteur composé d'indium, de gallium et de phosphore. Il est utilisé dans de haute puissance et haute fréquence de l'électronique en raison de sa vitesse des électrons supérieure par rapport aux semi-conducteurs plus fréquents, le silicium Si et l'arséniure de gallium GaAs. Il est utilisé pour la fabrication des cellules solaires de haut rendement pour les applications spatiales et, en combinaison avec l'aluminium (alliage AlGaInP) pour la construction de LED à haute luminosité.

Le phosphure de gallium indium est un alliage de phosphure d'indium et le phosphure de gallium. $Ga_{0,5}In_{0,5}P$, c'est un alliage d'une importance particulière, qui est presque un treillis apparié à GaAs. Ceci permet, en combinaison avec $(Al_xGa_{1-x})_{0,5}In_{0,5}$, la croissance des puits quantiques du treillis apparié pour l'émission des lasers rouges à semi-conducteurs. $Ga_{0,5}In_{0,5}P$

est aussi utilisé comme jonction à haute énergie sur les cellules photovoltaïques à doubles et à triples jonctions cultivées sur GaAs.

L'alliage GaInP, réseau apparié au sous-jacent GaInAs, est utilisé comme la jonction de haute énergie GaInP/GaInAs /Ge dans les cellules photovoltaïques à triples-jonctions, où le germanium Ge souvent utilisé comme substrat dans ce type des cellules photovoltaïques pour des applications terrestres et spatiales. La croissance de GaInP par épitaxie peut être compliquée par la tendance à croître de GaInP en tant que matériau ordonné, plutôt que d'un alliage vraiment aléatoire. Cela modifie la largeur de la bande interdite et les propriétés électroniques et optiques du matériau.

II-2 Propriétés physiques :

II-2-1 Structure cristalline :

Les semi-conducteurs III-V formés à partir d'Al, Ga, ou In d'une part, P, As, ou Sb d'autre part ont tous une structure de type zinc-blende [17]. Leur réseau cristallin peut se décomposer en deux sous réseaux cubiques à faces centrées interpénétrés, l'un étant constitué des atomes de l'élément III, l'autre des atomes de l'élément V (Fig. (I-14)). Ces deux sous-réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre le long de la diagonale du cube, d'une quantité $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$, a_0 étant le paramètre cristallin, c'est-à-dire la longueur de l'arête du cube élémentaire. Chaque atome se trouve donc au centre d'un tétraèdre régulier dont les sommets sont occupés par un atome de l'autre espèce. La maille élémentaire, à partir de laquelle on peut reconstituer le cristal entier par un ensemble de translations, est formée par un atome de chaque type.

A partir du réseau cristallin, on définit le réseau réciproque, qui est le système de coordonnées [énergie - vecteur d'onde] dans lequel on représente les variations des fréquences de vibrations du réseau cristallin ou de l'énergie des états électroniques en fonction du vecteur d'onde \vec{k} caractérisant la propagation de l'onde considérée (de nature vibrationnelle ou électronique) [18].

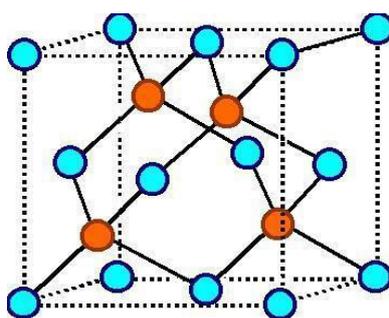


Figure (I-14) : Réseau cristallin dans la structure zinc-blende [16].

Le réseau réciproque associé à la structure de type zinc-blende est cubique centré. Sa maille élémentaire, qui correspond à la première zone de Brillouin est représentée sur la figure (I-15) [19]. Elle présente un centre de symétrie Γ l'origine ($\vec{k} = 0$), et un certain nombre d'axes de symétrie : il existe trois axes équivalents $\langle 100 \rangle$ coupant le bord de la zone de Brillouin aux points X, et quatre axes équivalents $\langle 111 \rangle$, avec les points correspondants L.

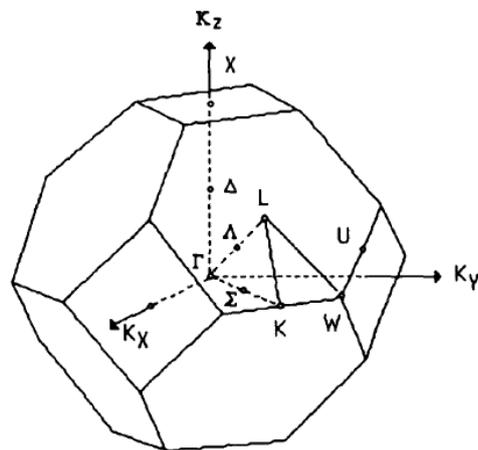


Figure (I-15) : Première zone de Brillouin d'un réseau cubique à faces centrées [16].

II-2-2 Structure des bandes d'énergie :

Les bandes d'énergie donnent les états d'énergie possibles pour les électrons en fonction de leur vecteur d'onde. On les représente donc dans l'espace réciproque, et, pour simplifier, dans les directions de plus hautes symétries de la première zone de Brillouin décrites ci dessus. Elles se décomposent en bandes de valence et bandes de conduction (fig. (I-16)). Ce sont la bande de valence la plus haute, la bande de conduction la plus basse, et la bande interdite qui les sépare qui déterminent principalement les propriétés de transport du semi-conducteur, et ce sont celles-ci que nous considérerons par la suite.

L'allure générale des bandes est la même pour tous les composés III-V considérés [20], dont la structure de bande est directe, c'est-à-dire pour lesquels le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin, en $k = 0$. Le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons de faible masse effective, donc très mobiles. Il existe par ailleurs des minimas secondaires en bordure de la zone de Brillouin : quatre vallées L équivalentes, et trois vallées de type X. Ces minimas sont beaucoup plus plats, les électrons y ont une masse effective beaucoup plus grande, et donc une faible mobilité. Le tableau (I-5) donne les valeurs des masses effectives dans les différentes vallées et les écarts en énergie entre le minimum principal et les minimas secondaires L et X pour quelques semi-conducteurs, à la température ambiante et à basse température. Notons que la largeur de bande interdite augmente lorsqu'on abaisse la température.

Température (K)	GaAs		InP	
	300	77	300	77
$\Delta \varepsilon_G$ [eV]	1.43	1.51	1.35	1.41
λ [μm]	0.87	0.82	0.92	0.88
$\Delta \varepsilon_{\Gamma L}$ [eV]	0.33	0.33	0.54	0.61
$\Delta \varepsilon_{\Gamma X}$ [eV]	0.48	0.46	0.76	0.755
$m_{e\Gamma}^*/m_0$	0.063	0.067	0.078	0.082
m_{eL}^*/m_0	0.22	0.22	0.22	0.22
m_{eX}^*/m_0	0.58	0.58	0.384	0.384

Tableau (I-5) : Paramètres de la bande de conduction dans GaAs et InP [16].

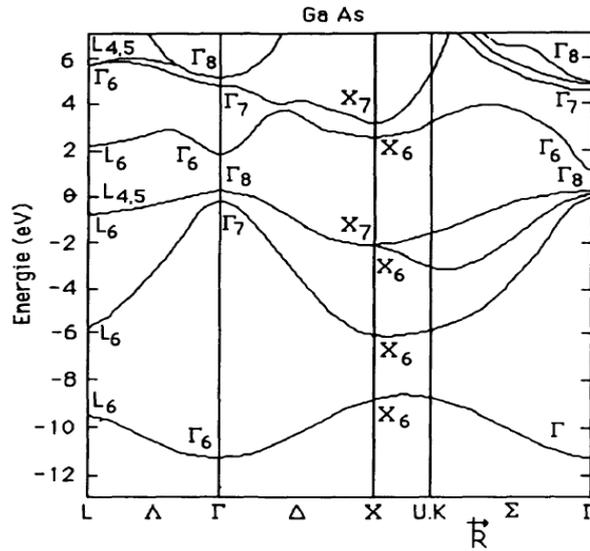


Figure (I-16) : Structure des bandes de GaAs [16].

A l'équilibre, à la température du zéro absolu, et pour un matériau pur (intrinsèque), la bande de valence est remplie d'électrons, et la bande de conduction est vide. Lorsque la température s'élève, les électrons acquièrent de l'énergie thermique et un certain nombre d'entre eux passe dans la bande de conduction, laissant un trou dans la bande de valence; le matériau devient conducteur. Le nombre de places pour les électrons dans les bandes est limité : entre l'énergie ε et $\varepsilon + d\varepsilon$, le nombre d'états dans un volume unité est :

$$N(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{1}{2\pi^2 h^3} (2m^*)^{3/2} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon \quad (I.13)$$

Et la densité totale d'états dans la bande de conduction jusqu'à l'énergie ε est donnée par :

$$N = \frac{1}{3\pi^2 h^3} (2m^*)^{3/2} (\varepsilon - \varepsilon_c)^{3/2} \quad (I.14)$$

Avec ε_c est l'énergie correspondant au bas de la bande de conduction.

La répartition des électrons entre la bande de valence et la bande de conduction dépend de la température (statistique de Fermi-Dirac), mais aussi de la pureté du matériau : l'introduction d'impuretés bien choisies permet de doper le matériau, en augmentant soit le nombre d'électrons dans la bande de conduction (dopage N), soit le nombre de trous dans la bande de valence (dopage P). Mais il existe aussi, inévitablement, des impuretés résiduelles qui introduisent des niveaux profonds dans la bande interdite, niveaux qui peuvent avoir des répercussions importantes sur le fonctionnement des dispositifs [16].

II-2-3 Les hétérojonctions :

Une hétérojonction est réalisée par épitaxie, sur un substrat semi-conducteur, d'un autre semi-conducteur de composition différente, donc de largeur de bande interdite différente. Pour que le matériau épitaxié ne présente pas trop de défauts, il faut que les mailles cristallines des deux composés soient aussi proches l'une de l'autre que possible, et la figure (I-17) montre les compositions d'alliages possibles en fonction des substrats utilisés.

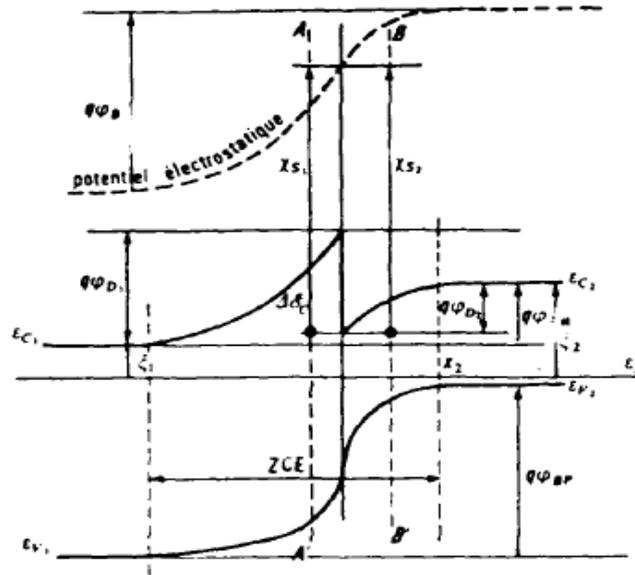


Figure (I-17) : Diagramme des bandes dans une hétérojonction GaAs/GaAlAs [16].

Considérons deux semi-conducteurs de gaps respectifs ϵ_{g1} et ϵ_{g2} , d'affinité électronique X_1 et X_2 . Lorsqu'on accole les deux matériaux (Fig. (I-17)), à l'équilibre thermodynamique les niveaux de Fermi s'alignent, et dans le modèle d'Anderson, les affinités électroniques sont conservées. Il en résulte que la différence des gaps se répartit entre les discontinuités des bandes de valence et de conduction, avec une courbure des bandes au voisinage de l'hétérojonction, qui dépend de la nature des matériaux et de leur dopage. Il peut apparaître à l'hétérojonction un puits de potentiel dans lequel les électrons s'accumulent en un gaz bidimensionnel [14-21-22].

L'avantage principal d'une telle structure est qu'elle permet de séparer spatialement les électrons libres des impuretés de dopage qui leur ont donné naissance, et d'éviter ainsi de limiter la mobilité par interaction sur les impuretés pour des matériaux trop dopés, en particulier à basse température. Les variations de mobilité en fonction de la température sont représentées sur la figure (I-18). Pour GaAs massif, la mobilité à haute température est limitée par les interactions avec les phonons optiques polaires, elle décroît ensuite lorsque la température diminue au-dessous de 50 K, et est globalement d'autant plus faible que le dopage est important. Par contre, dans une structure GaAs /GaAlAs, dans laquelle les électrons du gaz bidimensionnel sont dans GaAs non dopé, au voisinage de l'hétérojonction avec GaAlAs qui contient les impuretés de dopage, la mobilité à basse température ne décroît pas et peut atteindre des valeurs supérieures à $10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, en particulier lorsqu'une fine couche de GaAlAs non dopé est intercalée entre les deux matériaux [23].

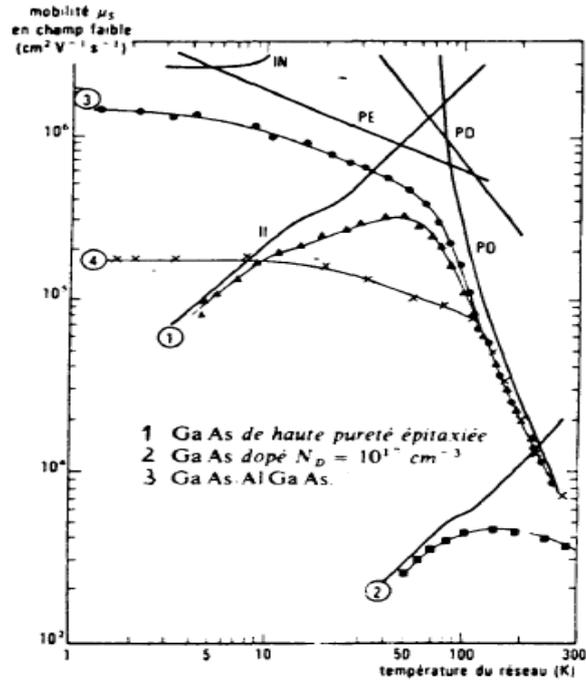


Figure (I-18): Mobilité des électrons en fonction de la température [16].

De nombreuses structures sont possibles en associant plusieurs hétérojonctions [24-25]. Par exemple, en faisant croître successivement des couches GaAlAs / GaAs / GaAlAs avec une épaisseur de la couche centrale de faible gap de quelques dizaines d'Angström, on réalise un puits quantique : il apparaît une quantification des niveaux d'énergie des électrons dans le puits (Fig. (I-19)).

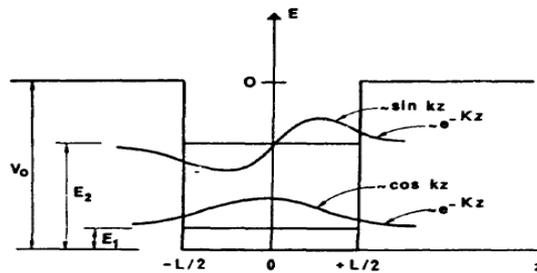


Figure (I-19) : Quantification des niveaux d'énergie électroniques, dans un puits quantique [16].

On peut associer plusieurs de ces puits quantiques pour former des structures plus complexes [16]:

- Si l'épaisseur de la barrière est assez grande (qq 100 Å), on obtient une structure à puits quantiques multiples (Fig. (I-20).a)
- Si au contraire l'épaisseur de la barrière est suffisamment faible pour que les fonctions d'onde des électrons dans les différents puits soient couplées entre elles (Fig. (I-20).b), la périodicité de l'empilement des couches qui se rajoute à celle du réseau cristallin est vue par les électrons. Il s'agit alors de super-réseaux, dont la structure de bande est modifiée par l'existence de cette périodicité supplémentaire, faisant apparaître des mini-bandes dans la zone de Brillouin.

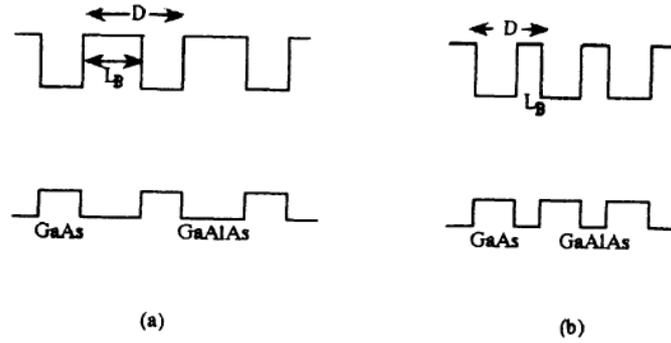


Figure (I-20) : Schéma de bande pour une structure à puits quantique : (a) multiple et (b) un super-réseau [16].

Comme dans les simples hétérojonctions, les électrons circulent dans les puits, alors que ce sont les barrières qui contiennent les impuretés de dopage, et ce sont donc des structures à haute mobilité.

La variété des matériaux et les possibilités quasi-infinies d'association entre eux font que les applications potentielles sont extrêmement nombreuses, et que des dispositifs complètement nouveaux peuvent être imaginés à l'aide du "band-gap engineering" qui est de mieux en mieux maîtrisé grâce aux diverses techniques d'épitaxie des matériaux.

II-2-4 Vibrations du réseau cristallin-Phonons :

Pour décrire les propriétés des modes de vibration du réseau cristallin, auxquels sont associés les phonons, nous commençons par rappeler le modèle classique d'une chaîne unidimensionnelle d'atomes, formée de deux types d'atomes différents, de masses respectives M_1 et M_2 , distants de $d/2$, et dont les déplacements par rapport à leur position d'équilibre sont, dans la maille i , u_i et v_i [18-26]. En supposant des forces de rappel élastiques de constante K , les équations du mouvement s'écrivent:

$$M_1 \ddot{u}_i = K(v_i + v_{i-1} - 2u_i) \quad (I. 15)$$

$$M_2 \ddot{v}_i = K(u_i + u_{i-1} - 2v_i) \quad (I. 16)$$

En cherchant des solutions périodiques de la forme :

$$u_i = u \exp[j(\omega t - q_i d)] \quad (I. 17)$$

$$v_i = v \exp[j(\omega t - q_i d)] \quad (I. 18)$$

Où q est le vecteur d'onde de la vibration, avec des conditions aux limites cycliques (cristal infini), on montre qu'il existe, pour chaque valeur de q , deux fréquences propres distinctes ω_- et ω_+ telles que :

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{K}{M_1 M_2} \left\{ (M_1 + M_2) \pm \sqrt{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1 M_2 \cos qd} \right\} \quad (I. 19)$$

Les courbes correspondantes sont représentées sur la figure (I-21).

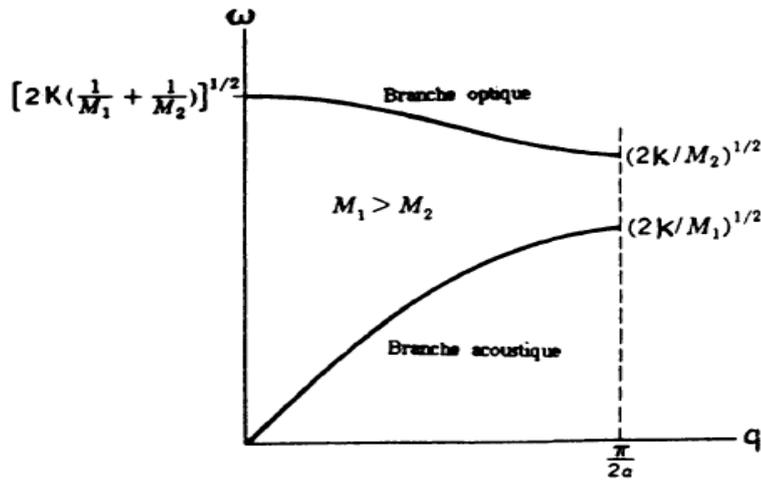


Figure (I-21) : Courbes de dispersion des modes de vibration d'une chaîne diatomique [16].

Au centre de la zone de Brillouin, la fréquence ω_- s'annule, et la pente de la branche inférieure correspond à la vitesse de propagation du son le long de la chaîne, il s'agit du mode acoustique. La fréquence ω_+ prend la valeur :

$$\omega_+ = \sqrt{\frac{2K(M_1 + M_2)}{M_1 M_2}} \quad (I.20)$$

Dont l'ordre de grandeur est celui des fréquences optiques infrarouges, d'où la dénomination de mode optique.

En $q = 0$, on peut remarquer que pour la branche acoustique, $u/v = 1$, les deux atomes de la maille vibrent en phase, et on a un déplacement macroscopique du réseau. Par contre, pour le mode optique, on a $u/v = -M_2/M_1$, les atomes vibrent en opposition de phase à l'intérieur de la maille.

Au bord de la zone de Brillouin ($q = \pi/d$), les branches acoustique et optique se rapprochent, avec $\omega_- = \sqrt{2K/M_1}$ et $\omega_+ = \sqrt{2K/M_2}$, en supposant que $M_1 > M_2$. On peut remarquer que, pour la branche acoustique, on a $v = 0$, les atomes les plus légers restent immobiles, alors que pour la branche optique, $u = 0$, et ce sont les atomes les plus lourds qui sont fixes.

Dans les cristaux réels, il y a trois degrés de liberté par atomes, donc trois branches acoustiques et trois branches optiques, dont deux correspondent à des vibrations transversales, et une à des vibrations longitudinales pour chaque type de mode, les fréquences restant dégénérées si le cristal est isotrope et covalent.

Dans certains cristaux, comme les composés III-V que nous considérons, la liaison entre atomes est partiellement ionique, et le cristal est alors qualifié de polaire. Les vibrations peuvent en effet induire un déplacement relatif de charges, équivalent à des dipôles oscillants qui se couplent aux ondes électromagnétiques de même fréquence [27], c'est ainsi qu'un rayonnement infrarouges incident sur le cristal est absorbé, son énergie servant à exciter les vibrations du réseau. Ceci est particulièrement important pour le mode optique au centre de la zone

de Brillouin, puisque les atomes de la maille vibrent en opposition de phase. Pour les vibrations transversales, le champ électrique induit par les vibrations est faible; il est beaucoup plus grand pour les vibrations longitudinales, et il en résulte une polarisation macroscopique qui conduit à une levée de dégénérescence entre les fréquences transversale et longitudinale, et à des interactions de type coulombienne avec les électrons libres du cristal. Ce caractère polaire des phonons optiques au centre de zone de Brillouin a donc des répercussions importantes sur les propriétés de transport électronique.

La figure (I-22) reproduit les courbes de dispersion des phonons dans le cas de GaAs [28], dans les différentes directions de plus fortes symétries de la zone de Brillouin telles que nous les avons définies plus haut.

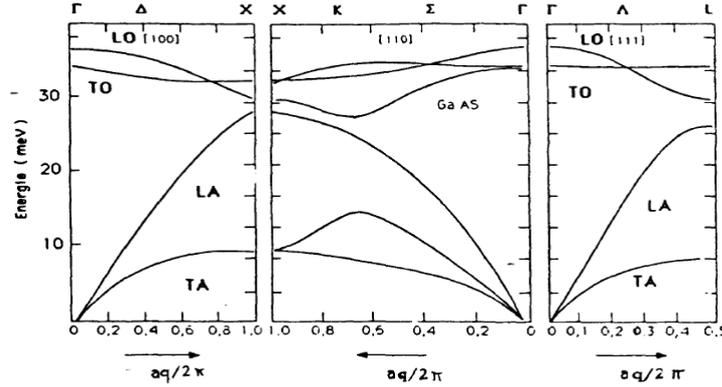


Figure (I-22) : Courbes de dispersion des phonons dans GaAs [16].

II-3 Propriétés optiques :

L'interaction d'un électron avec un photon se fait, comme toute interaction, avec conservation de l'énergie et du vecteur d'onde. Le vecteur d'onde du photon étant très inférieur à celui des électrons, les transitions optiques directes entre la bande de valence et la bande de conduction apparaissent verticales dans le diagramme de bande des électrons.

II-3-1 Absorption :

Lorsqu'un photon d'énergie $h\nu$ supérieure à la largeur de bande interdite E_g est envoyé sur le semi-conducteur, il est absorbé en induisant la transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, c'est-à-dire en créant une paire électron-trou [29].

Le coefficient d'absorption α est proportionnel à la densité d'électrons dans l'état initial n_1 , et à la densité de places disponibles dans l'état final n_2 :

$$\alpha = A \sum P_{12} \cdot n_1 \cdot n_2 \quad (I.21)$$

Où P_{12} est la probabilité de transition.

La transition associe un état de la bande de valence à un état de la bande de conduction de même vecteur d'onde \vec{k} . En supposant les bandes paraboliques, on a donc :

$$h\nu = \varepsilon_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_t^*} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (\text{I. 22})$$

Cette relation définit l'ensemble des états de vecteur d'onde \vec{k} qui interviennent sous l'excitation par un rayonnement de fréquence ν à partir du seuil d'absorption donné par l'énergie ε_g .

Sous fort éclaircissement à une longueur d'onde λ donnée, les états du bas de la bande de conduction se remplissent, la probabilité de transition à cette fréquence chute, et le matériau devient transparent: c'est le phénomène de saturation d'absorption, qui s'accompagne d'une augmentation de la largeur de bande interdite apparente. Plus l'énergie des photons incidents est supérieure au gap, plus il faut une densité d'énergie lumineuse élevée pour observer ce phénomène [30].

Pour des fréquences plus importantes, d'autres bandes peuvent intervenir, en particulier la bande de trous légers dite "split-off", se traduisant par des épaulements sur la courbe d'absorption en fonction de l'énergie des photons.

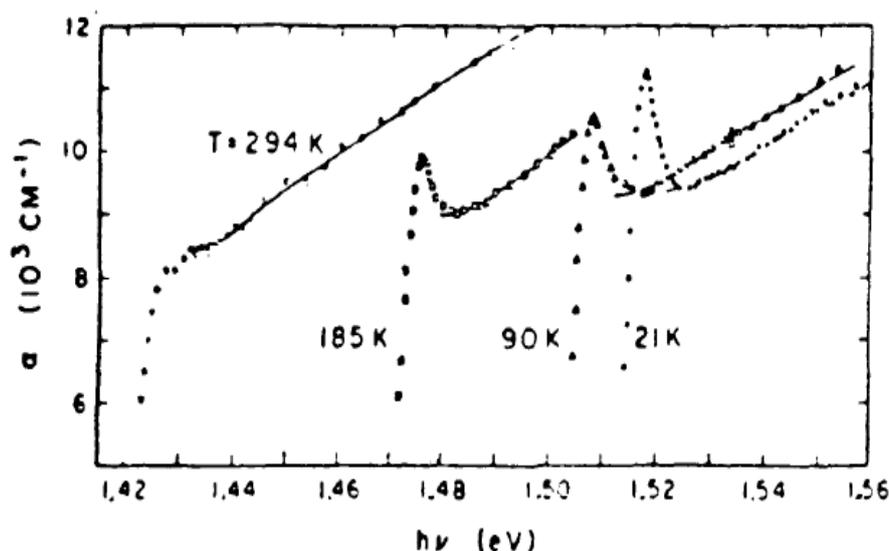


Figure (I-23) : Spectre d'absorption de GaAs pour différentes températures [16].

Lorsque la bande de conduction contient des électrons, un photon incident peut être absorbé en leur communiquant de l'énergie. Cette absorption par les porteurs libres correspond à une transition intra-bande, qui nécessite donc une interaction avec un phonon pour la conservation du vecteur d'onde. Le coefficient d'absorption est proportionnel au carré de la longueur d'onde du rayonnement incident, et ce phénomène est donc plus important aux grandes longueurs d'onde (IR). Par ailleurs, dans le domaine de l'infrarouge lointain, il apparaît les bandes d'absorption associées aux modes de vibration du réseau cristallin.

La largeur de la bande interdite étant fonction de la température, le seuil d'absorption en dépend également (Fig. (I-23)) [31]. On voit par ailleurs apparaître à basse température un pic au voisinage du seuil, qui correspond à l'absorption excitonique (les excitons sont des paires électron-trou non encore dissociées, l'énergie de liaison entre les deux particules introduisant un niveau légèrement inférieur au bas de la bande de conduction [32]).

II-3-2 Indice de réfraction :

Dans un semi-conducteur, la constante diélectrique s'écrit en fonction de la fréquence sous la forme [16]:

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m^*(-\omega^2 - j\Gamma\omega)} \quad \text{avec } \omega = 2\pi\nu. \quad (\text{I. 23})$$

Où Γ caractérise l'absorption du milieu. ε est une grandeur complexe.

De la même façon, l'indice de réfraction est complexe :

$$\tilde{n} = n - j\chi \quad (\text{I. 24})$$

Où χ est le coefficient d'extinction, relié au coefficient d'absorption α par l'expression :

$$\alpha = \frac{4\pi\nu\chi}{c} \quad (\text{I. 25})$$

Les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction sont liées par les relations de Kramers-Krönig :

$$n(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' \chi(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (\text{P} = \text{partie principale}) \quad (\text{I. 26})$$

En haute fréquence, l'indice de réfraction est lié à la constante diélectrique par la relation :

$$n = \sqrt{\varepsilon} \quad (\text{I. 27})$$

Le coefficient de réflexion du matériau s'écrit :

$$R = \frac{(n - 1)^2 + \chi^2}{(n + 1)^2 + \chi^2} \quad (\text{I. 28})$$

Il faut remarquer que dans les alliages ternaires du type GaAlAs, l'indice de réfraction dépend de la composition, c'est-à-dire de la concentration en aluminium, et ceci est utilisé dans la réalisation des diodes laser en particulier.

II-3-3 Recombinaison des porteurs. Transitions radiatives :

La recombinaison directe bande à bande se fait entre un électron du bas de la bande de conduction et un trou du sommet de la bande de valence, les porteurs étant thermalisés dans chaque bande. Si l'énergie correspondante est emportée par un photon ($h\nu = E_g$), la transition est radiative, et son spectre est étroit [16].

Le taux de recombinaison est proportionnel à la densité des porteurs dans l'état haut n_2 et à la densité de places libres dans l'état bas n_1 :

$$R_{21} = P_{21} n_2 n_1 \quad (\text{I. 29})$$

P_{21} étant la probabilité de transition par porteur libre.

Le processus de recombinaison suppose que le système est initialement hors d'équilibre, ce qui peut être obtenu soit par excitation par un courant électrique conduisant à un phénomène de claquage pour l'électroluminescence, soit par excitation optique par des photons d'énergie supérieure au gap pour la photoluminescence, soit par un faisceau d'électrons pour la cathodoluminescence [16].

Les recombinaisons radiatives ne sont pas les seules possibles. En effet, l'énergie libérée par la recombinaison peut être communiquée à un autre porteur qui passe à un niveau plus excité dans la bande (effet Auger). Par ailleurs, les niveaux profonds existant dans la bande interdite peuvent jouer le rôle de centres de recombinaison : l'électron et le trou ayant des probabilités voisines de venir peupler ce niveau, se recombinent alors par son intermédiaire (transition indirecte). Certains de ces niveaux peuvent accepter préférentiellement un électron ou un trou, jouant le rôle des pièges qui modifient la durée de vie effective des porteurs en fonction du coefficient d'émission du niveau [16].

En régime permanent de déséquilibre, par exemple sous l'effet d'un éclairage continu, le nombre de porteurs en excès résulte de l'équilibre entre la génération G des paires électron-trou et la recombinaison :

$$G = P_{21}n_2n_1 \quad (\text{I. 30})$$

Supposons un matériau de type N, on a :

$$n_2 = N + \Delta N \quad (\text{I. 31})$$

$$n_1 = \Delta P \quad (\text{I. 32})$$

Où ΔN et ΔP sont les nombres de porteurs en excès, et sont égaux si les phénomènes de piégeage sont négligeables. Il vient :

$$G = P_{21}(N + \Delta N)\Delta P \quad (\text{I. 33})$$

Si le nombre de porteurs en excès est faible par rapport au dopage ($\Delta N \ll N_D$) il est proportionnel au taux de génération :

$$\Delta N = G\tau \quad (\text{I. 34})$$

Où $\tau = (P_{21}N_D)^{-1}$ représente la durée de vie des porteurs.

Par contre, si le déséquilibre est important, pour $\Delta N \gg N_D$, on a :

$$\Delta N = \sqrt{G/P_{21}} \quad (\text{I. 35})$$

ΔN n'est plus proportionnel à G , et on ne peut pas dans ce cas-là définir une durée de vie significative puisqu'elle varie avec le taux de génération [33]. Ceci se traduit par exemple par une décroissance non exponentielle du photo-courant après une impulsion lumineuse.

Dans la mesure où on peut définir des durées de vie τ et τ' respectivement pour les transitions radiatives et les transitions non radiatives, l'efficacité de recombinaison radiative est donnée par [15] :

$$\frac{R}{R_{tot}} = \frac{1}{1 + \tau/\tau'} \quad (I.36)$$

L'émission dont il a été question ici est l'émission spontanée. Un photon incident peut également induire une transition radiative, avec émission d'un second photon ayant des caractéristiques identiques au premier ; c'est l'émission stimulée, qui est à la base du fonctionnement des lasers.

II-3-4 Bilan des phénomènes lors de l'excitation lumineuse d'un semi-conducteur :

Les différents processus mis en jeu sont résumés sur la figure (I- 24). L'absorption optique des photons d'énergie $h\nu$ crée une population d'électrons dans la bande de conduction, avec une énergie moyenne dans cette bande définie à partir de la relation (I.22). Les électrons se thermalisent très vite entre eux ($\approx 10^{-13}s$), et on peut donc définir une température électronique supérieure à celle du réseau cristallin : il s'agit d'électrons chauds. Ces électrons relaxent vers le bas de la bande de conduction, en émettant des phonons optiques polaires, en des temps qui sont de l'ordre de quelques picosecondes. De la même façon, les trous relaxent vers le sommet de la bande de valence. Il y a ensuite recombinaison des électrons et des trous, par les processus décrits plus haut. Dans un matériau GaAs de bonne qualité, dans lequel les transitions radiatives sont prédominantes, le temps caractéristique de recombinaison est de l'ordre de quelques nanosecondes [16].



Figure (I- 24) : Transitions optiques entre la bande de valence et la bande de conduction [16].

Simultanément, il y a diffusion spatiale des porteurs. En l'absence du champ électrique appliqué, les deux types des porteurs diffusent simultanément, puisque le champ coulombien retient leur séparation dans l'espace. La diffusion est donc caractérisée par le coefficient ambipolaire [15] :

$$D_a = \frac{2D_e D_t}{D_e + D_t} \quad (I.37)$$

Où D_e et D_t sont respectivement les coefficients de diffusion pour les électrons et les trous, liés à la mobilité des porteurs par la relation d'Einstein :

$$D = \mu K_B T / e \quad (I.38)$$

II-3-5 Propriétés optiques non-linéaires :

La polarisation diélectrique d'un milieu peut se développer selon les puissances du champ électrique [34] sous la forme :

$$\vec{P} = \varepsilon_0(\chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)}\vec{E}\cdot\vec{E} + \chi^{(3)}\vec{E}\cdot\vec{E}\cdot\vec{E} + \dots) \quad (I.39)$$

Les susceptibilités non-linéaires χ étant des grandeurs tensorielles.

Le premier terme correspond à la polarisation linéaire classique, l'induction électrique s'écrivant :

$$\vec{D}_L = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}_L = \varepsilon_0(1 + \chi^{(1)})\vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E} \quad (I.40)$$

Le terme en $\chi^{(2)}$ conduit à la génération des nouvelles fréquences par somme ou différence des fréquences de deux champs incidents. Un cas particulier est celui de l'effet électro-optique, où l'un des champs est un champ continu ou basse fréquence. Le terme en $\chi^{(3)}$ peut s'interpréter dans certains cas comme une modification des propriétés optiques, en particulier de l'indice de réfraction (effet Kerr) [16].

A/ Effet électro-optique ou effet Pockles :

En présence d'un champ électrique continu \vec{E} , l'induction électrique à la fréquence ω_{0P} s'écrit:

$$\vec{D}(\omega_{0P}) = \varepsilon_0(1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)}\vec{E})\vec{E}_{0P} \quad (I.41)$$

Et la polarisation non -linéaire est donc équivalente à une variation $\Delta\varepsilon = \chi^{(2)}E$ de la constante diélectrique, donc à une variation de l'indice de réfraction du matériau.

On définit le coefficient électro-optique $r_{ij,k}$ tel que :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \sum r_{ij,k} \cdot E_k \quad (I.42)$$

L'application d'un champ continu modifie donc l'ellipsoïde des indices [35].

Dans le cas de GaAs, qui a une symétrie cubique, si on applique par exemple un champ parallèle à l'axe $\langle 111 \rangle$, on observe une diminution de l'indice de réfraction pour une induction associée au champ optique parallèle au champ appliqué, et une augmentation dans la direction perpendiculaire. Le semi-conducteur devient alors biréfringent.

L'application d'un champ basse fréquence (par rapport aux fréquences optiques) permet ainsi de réaliser sur des substrats des matériaux III-V, des modulateurs en phase ou en amplitude, ce qui est particulièrement intéressant en optique intégrée. Par ailleurs, on peut mettre à profit cet effet pour caractériser le champ de fuite au voisinage d'une ligne de propagation dans un circuit intégré, ou le champ électrique en certains points du circuit par des mesures

optiques, donc sans contacts, basées sur la biréfringence induite par l'effet électro-optique [36].

B/ Non-linéarités optiques d'ordre 3 :

On peut distinguer deux types de non-linéarités [16]:

- i)* Les non-linéarités paramétriques, lorsque les fréquences des champs optiques sont dans une zone de transparence, et qu'il n'existe donc pas d'échange d'énergie avec le milieu (génération de nouvelles fréquences, effet Kerr).
- ii)* Les non-linéarités dynamiques pour lesquelles des transitions réelles sont mises en jeu, la fréquence de l'un au moins des champs optiques étant proche d'une résonance. Il y a échange d'énergie entre le faisceau lumineux et le semi-conducteur, par exemple par création des porteurs.

Supposons qu'il n'existe pas de terme non-linéaire du second ordre, ce qui est le cas dans un matériau Centro-Symétrique. Dans le cas d'une interaction dégénérée, dans laquelle toutes les fréquences mises en jeu sont identiques, la polarisation s'écrit :

$$\vec{P} = \varepsilon_0(\chi^{(1)} + \chi^{(3)}E^2) \cdot \vec{E} \quad (I.43)$$

Et la non-linéarité se traduit par une variation $\Delta\varepsilon = \chi^{(3)}E^2$ de la constante diélectrique, proportionnelle à l'intensité du faisceau incident.

La relation (I.23) montre que si le nombre d'électrons varie, il y a modification des propriétés optiques du semi-conducteur, indice de réfraction et absorption, en fonction de la puissance lumineuse incidente. On peut écrire :

$$n = n_0 + n_2 I_{op} \quad (I.44)$$

Cet effet est largement utilisé pour la réalisation de dispositifs bistables optiques, ou d'éléments non-linéaires pour des systèmes logiques entièrement optiques [37].

Lorsque la puissance lumineuse augmente, plusieurs phénomènes interviennent en plus des variations d'indice et d'absorption comme la saturation d'absorption qui a déjà été mentionnée et qui entraîne un décalage du spectre d'absorption vers les hautes énergies, et l'effet de re-normalisation du gap, lié à un écrantage du potentiel coulombien pour les fortes densités de porteurs, qui diminue l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou. Par ailleurs, il faut noter que l'indice de réfraction varie fortement avec la température, et les effets thermiques peuvent se superposer aux phénomènes non linéaires, diminuant leur efficacité [16].

Lorsque plusieurs faisceaux cohérents et de même fréquence sont simultanément présents dans le semi-conducteur, ils peuvent interférer. Les franges d'intensité lumineuse induisent des variations périodiques du nombre de porteurs photo-crées, et donc un réseau d'indice de réfraction de pas :

$$\Lambda = \lambda/2 \sin \theta \quad (I.45)$$

Si l'angle entre les deux faisceaux incidents est 2θ [38]. Le réseau transitoire induit disparaît soit par recombinaison, soit par diffusion des porteurs si le temps de recombinaison est assez long, ce qui permet alors de mesurer le coefficient de diffusion ambipolaire (Eq. (I.37)).

Si l'un des faisceaux (pompe) est d'intensité très supérieure à l'autre (signal), on peut avoir amplification du faisceau signal par diffraction de Bragg du faisceau pompe sur le réseau induit [16].

II-4 Propriétés électriques :

II-4-1 Transport électronique en régime stationnaire :

Considérons un matériau semi-conducteur de type N, ayant donc un certain nombre d'électrons dans la bande de conduction. A l'équilibre à la température T, ces électrons sont animés d'un mouvement brownien; la vitesse moyenne qui en résulte est nulle. Lorsqu'on applique un champ électrique, ils sont accélérés et voient donc leur énergie augmenter, c'est-à-dire qu'ils montent dans la bande de conduction. Cependant les collisions qu'ils subissent peuvent à la fois leur faire perdre de l'énergie (collisions inélastiques), et modifier la direction de leur vitesse, ce qui globalement ralentit leur mouvement parallèlement au champ électrique. Le régime de transport stationnaire est atteint quand il y a équilibre entre l'accélération communiquée par le champ électrique et le freinage sous l'effet des collisions. La vitesse moyenne a alors une composante non nulle dans la direction du champ électrique : c'est la vitesse de dérive. L'énergie cinétique globale des porteurs dans un champ électrique provient donc de la superposition d'une composante ordonnée du mouvement, liée au champ, et d'une composante désordonnée correspondant à l'énergie thermique. Les valeurs relatives de ces deux composantes dépendent de la nature des collisions et du champ électrique présent, ces deux facteurs n'étant pas indépendants puisque, comme nous allons le voir, les caractéristiques des collisions dépendent de l'énergie des électrons [16].

Les collisions correspondent à des interactions que subissent les électrons soit avec les impuretés présentes dans le réseau cristallin (dopage), soit avec les différents types de phonons, optiques ou acoustiques [16].

Les interactions avec les impuretés sont élastiques, et ont pour seule conséquence de dévier la trajectoire de l'électron, ceci d'autant moins que son énergie est élevée; elles auront généralement peu d'influence sur le transport, sauf pour des matériaux trop dopés [16].

Les interactions prépondérantes pour les électrons dans la vallée centrale Γ sont celles avec les phonons optiques polaires, de faible vecteur d'onde \vec{q} . Elles s'accompagnent de l'absorption ou de l'émission d'un phonon, et l'énergie de l'électron varie d'une quantité égale à l'énergie du phonon. L'émission d'un phonon est un processus beaucoup plus probable que l'absorption dès que l'énergie de l'électron est suffisante. Ces interactions étant de type coulombienne, leur probabilité est inversement proportionnelle à q^2 , et les variations les plus faibles du vecteur d'onde de l'électron sont privilégiées, et celui-ci sera peu dévié. Les interactions avec les phonons optiques polaires sont donc inélastiques et anisotropes [16].

Dès que les électrons ont atteint une énergie suffisante pour pouvoir être transférés vers les vallées latérales de la bande de conduction, ce sont les interactions avec les phonons de grand

vecteur d'onde, donc du bord de la zone de Brillouin, qui deviennent prépondérantes. Elles correspondent à un couplage par potentiel de déformation, sont inélastiques, et isotropes. Elles ont donc des conséquences importantes sur le transport puisqu'elles redistribuent les vitesses électroniques dans toutes les directions [16].

Les interactions avec les phonons acoustiques du centre de la zone de Brillouin, qui ont une très faible énergie, sont pratiquement élastiques et sont isotropes [16].

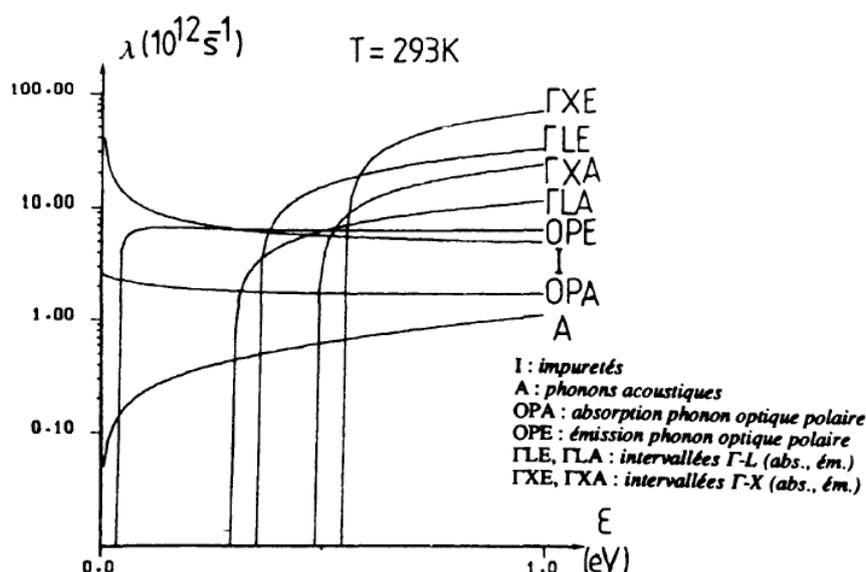


Figure (I-25) : Probabilités d'interaction des électrons en fonction de leur énergie dans GaAs [39].

La figure (I-25) représente les différentes probabilités d'interaction à la température ambiante dans GaAs [39]. On peut y remarquer les seuils correspondant à l'énergie du phonon optique polaire, et à l'écart $\Delta\epsilon_{\Gamma L}$ en énergie entre le minimum Γ de la bande de conduction et les vallées L .

Les propriétés que nous venons de décrire, jointes à l'augmentation importante de la masse effective des électrons lorsqu'ils passent dans les vallées latérales, font que la courbe représentant les variations de la vitesse électronique en fonction du champ électrique appliqué (Fig. (I-26)) présente une partie de résistance différentielle négative, conduisant à des applications spécifiques (effet Gunn). Le champ correspondant au maximum de vitesse est appelé champ critique. Il est plus grand dans InP que dans GaAs dans la mesure où l'écart en énergie $\Delta\epsilon_{\Gamma L}$ est plus important et les probabilités d'interaction avec les phonons optiques polaires plus élevées. Ces courbes montrent que si l'on conserve la définition habituelle de la mobilité comme étant le rapport entre la vitesse électronique et le champ électrique appliqué [16]:

$$\vec{v} = \mu \cdot \vec{E} \tag{I.46}$$

La mobilité n'est pas constante et varie fortement avec l'énergie des électrons.

Il faut remarquer qu'à 300K, la distribution de l'énergie thermique des électrons est telle que de nombreux électrons ont une énergie supérieure à l'énergie des phonons optiques polaires. Il n'en est pas de même à 77 K, et l'apparition de la possibilité d'émission de phonons

optiques polaires quand les électrons ont atteint l'énergie nécessaire dans le champ électrique appliqué se traduit sur la courbe vitesse-champ par une rupture de pente, pour les matériaux peu dopés (Fig. (I-27)). L'augmentation du dopage produit une diminution de la mobilité par interactions avec les impuretés [40].

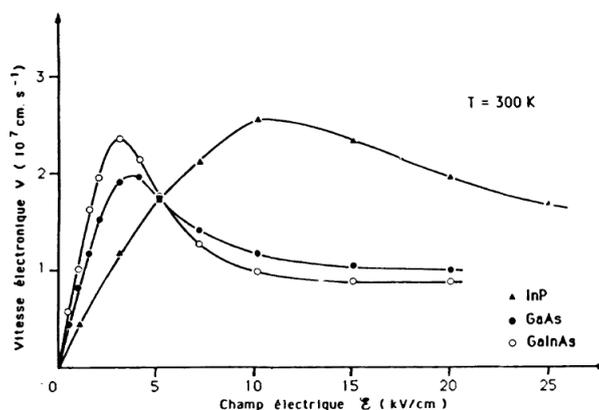


Figure (I-26) : Caractéristiques vitesse - champ électrique en régime de transport stationnaire à 300 K calculées par la méthode de Monte-Carlo [40].

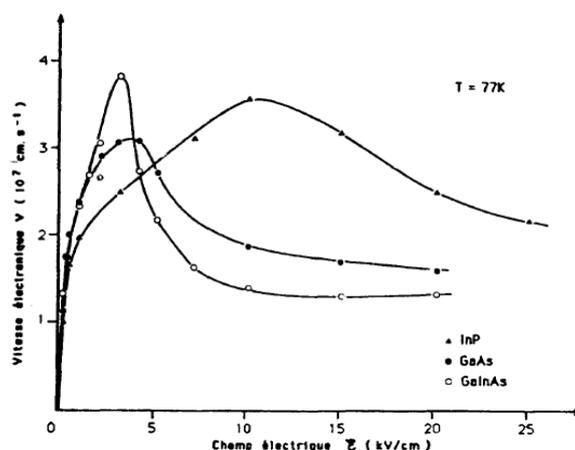


Figure (I-27) : Caractéristiques vitesse - champ électrique à 77 K en régime stationnaire (simulation Monte-Carlo) [40].

II-4-2 Transport électronique en régime non stationnaire :

A/ Description théorique :

Le régime de transport stationnaire n'est atteint que lorsque les électrons ont subi un nombre suffisant d'interactions, c'est-à-dire lorsque la distance parcourue est grande devant le libre parcours moyen. Dans des structures submicroniques, il devient indispensable de prendre en compte les effets transitoires qui existent lorsque les électrons sont brusquement soumis à un échelon de champ électrique, qu'il soit temporel ou spatial. En effet, aux tout premiers instants, peu d'interactions ont encore eu lieu alors que l'accélération dans le champ est effective. Il en résulte que les vitesses électroniques peuvent transitoirement être plus importantes que les vitesses en transport stationnaire; il s'agit du phénomène de survitesse [16].

Ces phénomènes sont régis par deux temps caractéristiques : le temps de relaxation du moment τ_m qui caractérise la rapidité avec laquelle l'orientation du vecteur vitesse relaxe, et le temps de relaxation de l'énergie des électrons τ_ε . Ces temps de relaxation dépendent de l'énergie des porteurs. La plupart des interactions sont isotropes et ont donc une action beaucoup plus importante sur l'orientation de la vitesse que sur l'énergie, l'énergie des phonons étant relativement faible par rapport à celle des électrons. Il en résulte que, généralement, le temps de relaxation du moment est beaucoup plus faible que celui de l'énergie [16].

On peut donner un modèle simplifié du phénomène de survitesse, en décrivant les équations de relaxation du moment et de l'énergie :

$$\frac{d(m^*\vec{v})}{dt} = e\vec{E} - \frac{m^*\vec{v}}{\tau_m} \quad (\text{I. 47})$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = e\vec{v} \cdot \vec{E} - \frac{\varepsilon - \varepsilon_{th}}{\tau_\varepsilon} \quad (\text{I. 48})$$

Supposons qu'au temps $t = 0$ on applique un échelon de champ électrique d'amplitude supérieure au champ critique. Si $t < \tau_m$, on est dans le cas du régime balistique qui ne peut être décrit par les équations ci-dessus. Supposons donc que $t \gg \tau_m$ et que la vitesse est par conséquent en équilibre avec le champ appliqué. L'équation (I.47) peut être considérée comme stationnaire ($d/dt = 0$) et donne :

$$\vec{v} = \frac{e\tau_m(m)}{m^*(\varepsilon)} \vec{E} = \mu(\varepsilon)\vec{E} \quad (\text{I. 49})$$

Pour des temps suffisamment courts pour que l'énergie des porteurs ait peu augmenté ($t \ll \tau_\varepsilon$) l'énergie des porteurs est voisine de l'énergie thermique ε_{th} , la mobilité est donc celle des porteurs dans le bas de la vallée Γ de la bande de conduction $\mu(\varepsilon) = \mu(\varepsilon_{th})$ soit une mobilité élevée. Par ailleurs, le champ \vec{E} étant intense, la vitesse $\vec{v} = \mu(\varepsilon_{th})\vec{E}$ est donc importante. Pour des temps plus longs, l'énergie des porteurs augmente, et lorsqu'ils ont atteint l'énergie du transfert vers les vallées latérales, la mobilité décroît; on tend vers le régime de transport stationnaire avec $\vec{v} = \mu(\varepsilon)\vec{E}$ (fig. (I-28)) [16].

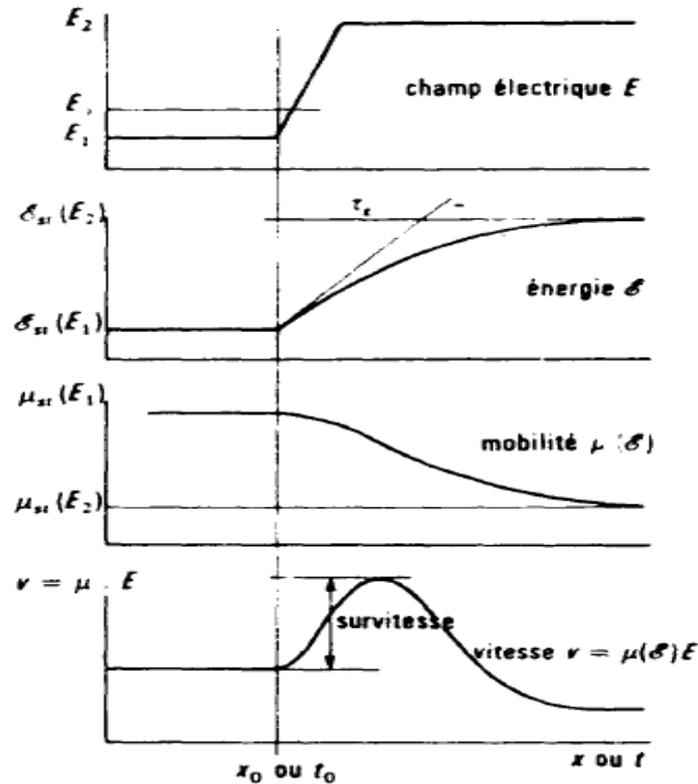


Figure (I-28) : Explication schématique du phénomène de survitesse [16].

Explication du phénomène survitesse dans GaAs : Les électrons pénètrent un échelon de champ électrique en $x_0 (t = t_0)$. Leur énergie ε ne croit pas instantanément et leur mobilité μ , fonction de ε , conserve des valeurs élevées pendant le régime non stationnaire. Leur vitesse d'entraînement $v = \mu \cdot E$, présente des valeurs en excès, par rapport à l'état stationnaire (survitesse), sur une distance pouvant atteindre $0.5 \mu\text{m}$ dans GaAs à 300 K [16].

On voit donc que, dans la mesure où la mobilité initiale en champ faible est plus élevée que la mobilité en champ fort ($\mu(\varepsilon_{th}) \gg \mu(\varepsilon)$), un phénomène de survitesse peut être observé. Ceci est plus marqué dans les semi-conducteurs III-V que dans le silicium, du fait de la structure de bande qui induit une diminution importante de la mobilité lorsque le champ électrique croît [16].

Ce phénomène de survitesse a été très étudié par des simulations numériques particulières de type Monte-Carlo, dans lesquelles le mouvement des particules est calculé en fonction du champ appliqué. Dans les composés III-V, l'échelle du temps sur laquelle il se produit est la picoseconde (Fig. (I-29)). Si on applique un créneau de champ électrique spatialement, ce phénomène se produit sur des distances qui sont de l'ordre de quelques dixièmes de microns. Les vitesses maximales obtenues peuvent atteindre 6 à 8 fois la valeur de la vitesse stationnaire. Ceci doit cependant être modulé par le fait que dans un dispositif réel, c'est le temps de transit des porteurs qui est le paramètre important, et que la phase d'accélération conduit à une réduction de la vitesse moyenne sur la traversée du dispositif et peut être très pénalisante pour des composants de longueur inférieure à $0.2 \mu\text{m}$ [16].

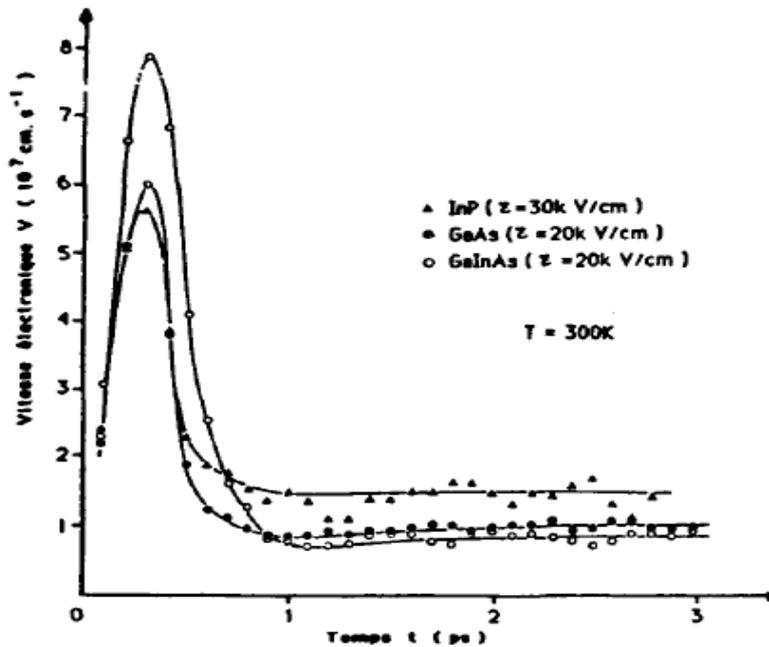


Figure (I-29) : Evolution temporelle de la vitesse moyenne des électrons à 300K [16].

B/ Mise en évidence expérimentale :

Compte tenu des échelles de temps et de distance sur lesquelles se produisent ces phénomènes, leur mise en évidence expérimentale est délicate. Il faut une résolution temporelle inférieure à 0.5 ps, ce qui est possible par des méthodes optiques [40], mais l'interprétation n'en est pas immédiate. Des mesures de conductivité en ondes submillimétriques, suivies d'une transformé de Fourier, ont été tentées [41], mais la difficulté réside alors dans la nécessité d'avoir des mesures sur une gamme de fréquences assez étendue dans ce domaine. Une méthode de spectroscopie d'électrons chauds a permis de mettre en évidence des électrons balistiques [42-43]. On peut également faire une analyse spatiale en comparant les caractéristiques d'échantillons submicroniques de différentes longueurs [44]. C'est cette méthode dont le principe est rappelé ici avec les principaux résultats obtenus.

Le tracé d'une caractéristique courant-tension dans un dispositif submicronique ne suffit pas pour en déduire les variations de la mobilité, donc de la vitesse moyenne des porteurs, en fonction du champ électrique. En effet, l'injection des porteurs aux contacts varie souvent de façon non linéaire avec la tension, et le résultat de la mesure est alors erroné. On peut pallier cet inconvénient en utilisant une méthode de photoconduction, méthode différentielle dans laquelle on mesure un courant de faible intensité par rapport au courant d'obscurité, évitant ainsi les problèmes de non-linéarités de l'injection [16].

Les expériences ont été faites essentiellement sur GaAs, mais aussi sur InP. Les dispositifs utilisés sont représentés schématiquement sur la figure (I-30). Ils sont formés d'une couche de GaAs d'épaisseur e voisine de $5 \mu\text{m}$, de dopage résiduel très faible ($\approx 10^{14} / \text{cm}^3$), épitaxiée sur un substrat semi-isolant et sur laquelle sont réalisés deux contacts ohmiques, dont la distance L varie selon les échantillons de quelques microns à $0.1 \mu\text{m}$. Ils sont éclairés par des impulsions lumineuses de quelques μs de durée (éclairage quasi-continu).

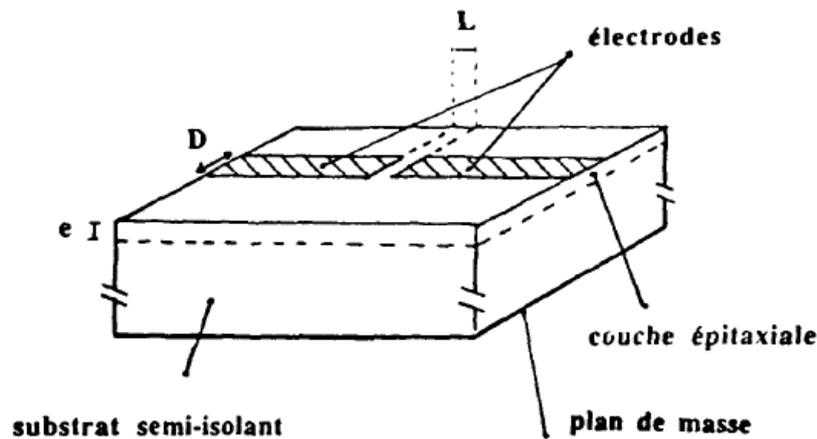


Figure (I-30) : Dispositif photoconducteur pour l'étude du transport non stationnaire [16].

Le photocourant mesuré entre les deux électrodes est proportionnel au nombre de porteurs créés par l'éclairement, et à leur vitesse moyenne sur la traversée du dispositif. Si la distance inter-électrodes est supérieure à quelques microns, la caractéristique photocourant-tension est celle du transport stationnaire. Par contre, pour les distances submicroniques, les caractéristiques reflètent les variations de la vitesse moyenne des électrons en fonction du champ électrique, et on peut ainsi mettre en évidence les effets de survitesse et de transport balistique. Un avantage supplémentaire de la méthode est que le photocourant circule dans une zone de faible épaisseur, dans laquelle le champ électrique moyen est proche du rapport V/L de la tension appliquée à la distance inter-électrodes, contrairement au courant d'obscurité qui n'est limité que par l'épaisseur de la couche. Les difficultés qui subsistent sur le plan expérimental sont la connaissance précise du nombre de photons incidents qui pénètrent dans le matériau, compte tenu de la réflexion et de la diffraction de la lumière, et la détermination de la durée de vie moyenne des porteurs $\langle \tau \rangle$, qui définit le nombre d'électrons en excès en régime d'éclairement continu [16].

Les résultats montrent que pour des dispositifs de quelques microns de longueur, pour différents matériaux III-V, la caractéristique est proche des courbes vitesse- champ électrique en régime stationnaire (Fig. (I-31)). Pour des distances plus faibles, les caractéristiques présentent de moins en moins de saturation (Fig. (I-32)), et ceci s'explique bien par les résultats de simulation numérique Monte-Carlo [45] qui montrent que le nombre de particules transférées dans les vallées latérales de la bande de conduction, pour un champ électrique donné, est d'autant plus faible que la distance est courte. On met ainsi clairement en évidence le phénomène de survitesse. Les effets sont encore plus marqués sur des dispositifs plus courts et à basse température (77 K). La figure (I-33) donne les variations du photocourant en fonction de la tension appliquée entre les deux électrodes. On observe sur l'échantillon le plus court ($L = 0.08 \mu\text{m}$) un changement de pente à partir de 360 mV. Cette valeur correspond à l'énergie minimale nécessaire aux électrons pour être transférés dans les vallées L avec l'émission d'un phonon. Ils ont donc traversé la structure sans perte d'énergie, donc en transport balistique. Pour les distances un peu plus grandes, 0.2 et 0.4 μm , la cassure apparaît à des tensions légèrement plus élevées : les électrons ont subi quelques interactions avec des phonons optiques polaires, qui leur ont fait perdre un peu d'énergie au cours de leur trajet [16].

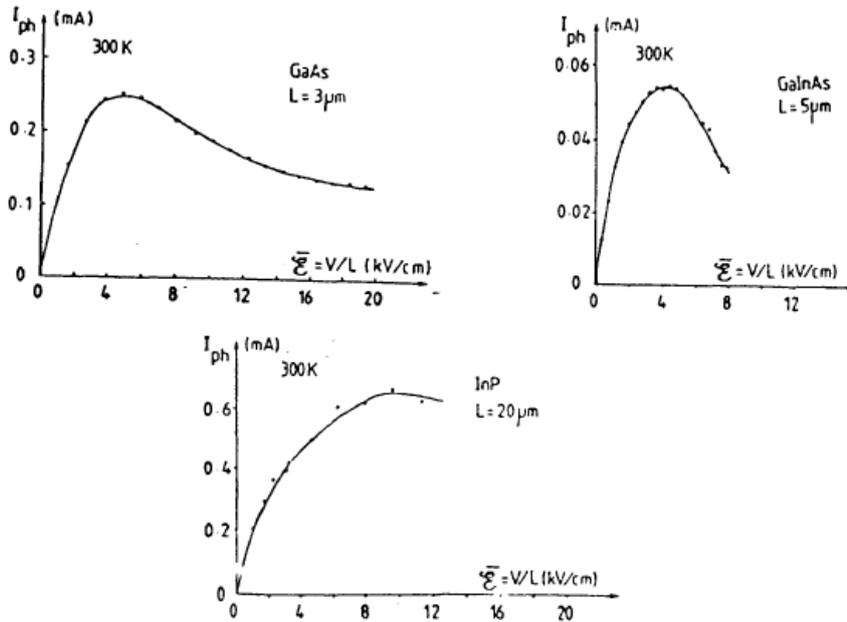


Figure (I-31) : Photocourant mesuré en fonction du champ électrique moyen dans des dispositifs longs [16].

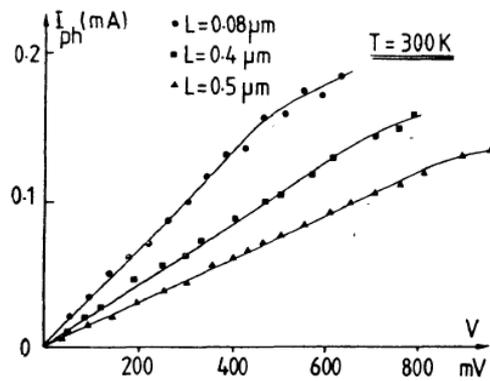


Figure (I-32) : Photocourant en fonction de la tension appliquée pour des dispositifs sub-microniques GaAs à 300 K [16].

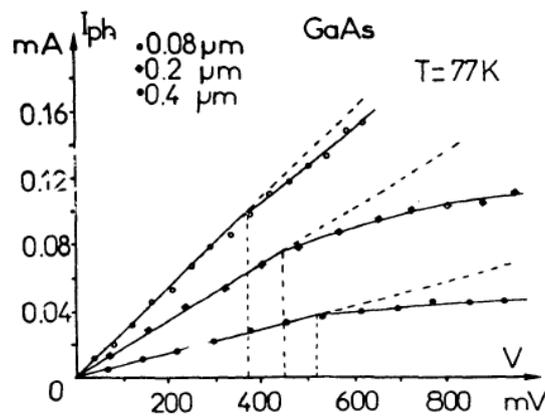


Figure (I-33) : Photocourant en fonction de la tension appliquée pour des dispositifs sub-microniques GaAs à 77 K [16].

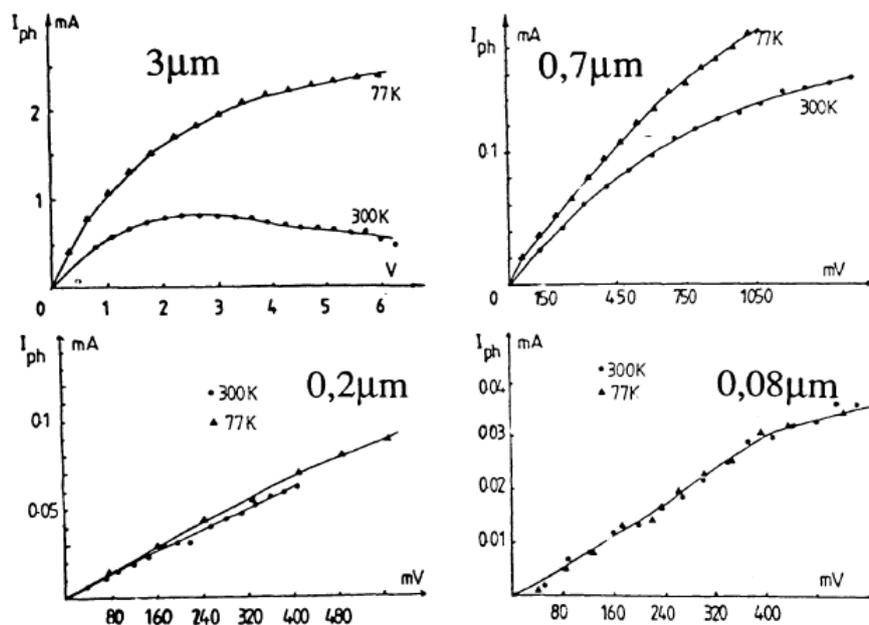


Figure (I-34) : Comparaison des caractéristiques à 300 K et à 77 K pour des dispositifs GaAs de différentes longueurs [16].

Alors que la mobilité des électrons dépend de la température puisque les probabilités d'interaction en dépendent, le transport balistique en est indépendant. La comparaison des caractéristiques à 300 K et à 77 K pour des échantillons de différentes longueurs (Fig. (I-34)) confirme ainsi l'existence du transport balistique. Pour $L = 3 \mu\text{m}$, le rapport des photocourants mesurés est d'environ 2, c'est-à-dire proche du rapport des mobilités entre ces deux températures, tandis que pour $L = 0.08 \mu\text{m}$, les deux courbes sont confondues [16].

En estimant le nombre de photons incidents, compte tenu des effets de la diffraction, on peut évaluer les vitesses moyennes des électrons [45], qui dépassent $3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ dans GaAs pour des dispositifs submicroniques, soit un gain supérieur à 3 par rapport à la vitesse en régime stationnaire.

II-5 Applications des semi-conducteurs III-V dans le domaine photovoltaïque :

Depuis plus d'une dizaine d'années, les matériaux III-V sont intensément étudiés pour des applications optoélectroniques dans l'UV et le bleu. En 2003, le gap d'énergie de l'InN est abaissé à 0.7 eV ouvrant la voie à des alliages pouvant couvrir quasiment tout le spectre solaire. En particulier, l'alliage InGaN fut largement étudié pour des applications photovoltaïques grâce à sa large couverture spectrale, ses bonnes caractéristiques électriques et sa résistance à de fortes puissances. Néanmoins, cet alliage présente quelques désavantages comme l'absence de substrat adapté, une croissance difficile pour des pourcentages d'indium supérieurs à 30 % et un dopage P encore peu efficace.

II-5-1 Simple jonction :

Le matériau InGaN fut proposé pour la première fois pour des applications photovoltaïques en 2003 par J. Wu et al [46] en mettant en avant son gap d'énergie modulable et sa résistance

aux radiations de haute énergie. Depuis, la fabrication de la cellule photovoltaïque à base d'InGaN a été réalisée avec une homojonction PN [47-48] ou PiN [49] sur GaN, ou sur AlN [50]. Des structures en double hétérojonction P – GaN/i – InGaN/N – GaN, plus faciles à fabriquer, furent également largement étudiées [51-52-53-54-55-56-57].

Jani et al [58], ont rapporté les meilleures performances avec une cellule montrant 2.4 V de V_{co} , 3.7 mA/cm² de J_{cc} et un FF de 0.78. Pour obtenir ces valeurs, ils ont utilisé le spectre d'un soleil amplifié dans la gamme UV. Si on utilise la puissance au niveau AM0, on obtient une puissance maximale de 5.14 mW/cm² (ou un rendement de 5.14 %). Le schéma de la structure est montré dans la figure (I-35), ainsi que sa caractéristique associée dans la figure (I-36).

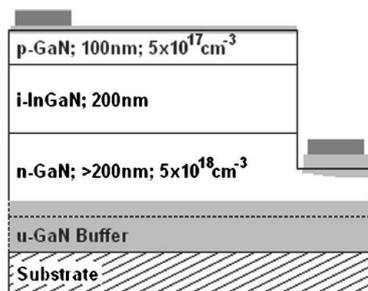


Figure (I-35) : Schéma de la cellule solaire PiN en double hétérojonction fabriquée et caractérisée par Jani et al [58].

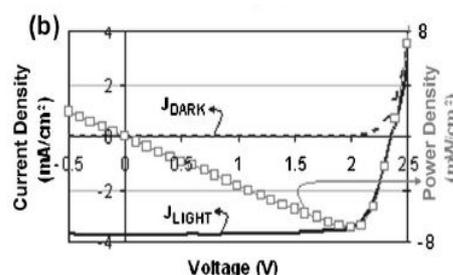


Figure (I-36) : Caractéristique courant-tension obtenue par Jani et al. Montrant un rendement de 6.93 %, avec un V_{oc} de 2.4 V et un J_{sc} de 3.7 mA.cm⁻² [58].

Neufeld et al [51] ont également rapporté des résultats intéressants avec un V_{co} de 1.81 V, un J_{cc} de 4.2 mA/cm² et un FF de 0.753, donnant une puissance maximale de 4.25 mW/cm² sous un spectre AM0.

Dans le but d'améliorer le rendement, des puits quantiques (MQW pour Multiple Quantum Wells) InGaN/GaN ont été testés en tant que couche active [59-60-61-62-63]. Ces puits quantiques sont généralement pris en sandwich entre deux couches de GaN P et N. Le principal avantage de ce type de structure est sa qualité cristalline supérieure grâce à la conservation de l'InGaN contraint, au dessous de l'épaisseur critique de la couche épitaxiée, à partir de laquelle, la contrainte contenue dans la couche devient trop importante et la couche se relaxe plastiquement en créant des défauts structuraux. Au dessous de cette épaisseur, la couche épitaxiée a donc le même paramètre de maille que le substrat, on dit que cette couche est pseudo-morphique. La simulation d'une telle structure par Asgari et al. [64] présentait un rendement de 35%, le meilleur rendement obtenu expérimentalement est de 2.95 % par Dahal et al. [62].

L'amélioration de la qualité cristalline est un point clé pour l'obtention des hauts rendements. Une autre méthode est la texturation de substrat. L'autre avantage de cette méthode est la diffusion de la lumière au niveau de substrat, augmentant son absorption. Lee et al [65] utilisèrent cette technique sur un substrat saphir avec une cellule d'InGaN en double hétérojonction avec des puits quantiques. Liao et al [66], pour leur part, utilisèrent un motif différent sur un substrat saphir avec une simple hétérojonction P – InGaN/i – InGaN/N – GaN. Néanmoins, les rendements obtenus restent très faibles.

Les cellules à base d'InGaN présentent souvent de forts courants de fuites à cause de la mauvaise qualité du matériau. Sang et al [67], insérèrent une couche ultrafine d'AlN entre les couches P – InGaN et i – InGaN d'une cellule à homojonction afin de limiter ce courant de fuite et de supprimer les recombinaisons non-radiatives.

Une autre approche pour l'augmentation du rendement est l'optimisation de l'absorption de la lumière à l'aide d'une couche antireflet. Un traitement antireflet formé d'une multicouche de SiO₂/Ta₂O₅ à la surface d'une simple hétérojonction P – InGaN/i – InGaN/N – GaN a été étudié par Lee et al [68] Par ailleurs, Fu et al [69] travaillèrent sur une couche de SiO₂ nanostructurée en nid d'abeille.

Depuis quelques années, la plasmonique est entrée dans le domaine du photovoltaïque avec la perspective d'augmenter les rendements. Pryce et al. [70] étudièrent l'impact des nanoparticules à la surface d'une structure à hétérojonctions P – GaN/P – AlGaN/(1 puit quantique d'InGaN)/N – GaN.

Par ailleurs, Chen et al. [50] et Cai et al [71] ont étudié les caractéristiques courant-tension des cellules à homojonctions P – InGaN/i – InGaN/N – InGaN en fonction du pourcentage d'indium. Ce dernier variait entre 0.02 et 30 % Néanmoins, les meilleures performances ont été atteintes avec les cellules possédant le moins d'indium. La qualité cristalline du matériau était encore au cœur du problème.

Enfin, pour remédier au problème du dopage P de l'InGaN, Xue et al. [72] proposèrent une diode Schottky Au/Pt/i – InGaN/i – GaN. La cellule présenta une puissance maximum de 2.87 %.

Toutes ces cellules expérimentales sont donc bien au dessous des rendements théoriques que l'on attend avec cette technologie. Ces faibles performances traduisent les difficultés d'incorporation de l'indium dans le GaN et de formation d'un contact ohmique entre le métal et le GaN – P. Il faut donc trouver de nouvelles conceptions afin de contourner ces problèmes.

II-5-2 Multi-jonctions :

La technologie des cellules multi-jonctions permet d'optimiser l'absorption du spectre solaire et ainsi d'obtenir de meilleurs rendements. Pour cela, plusieurs jonctions P-N, possédant des gaps d'énergie différents, sont empilées. Les cellules du haut ont un gap optimisé pour les petites longueurs d'onde dans le bleu (grandes énergies). Les cellules du milieu possèdent un gap dans le visible ou le proche infrarouge. Enfin, les cellules du bas ont un gap optimisé dans l'infrarouge moyen et les grandes longueurs d'onde (petites énergies). Les cellules sont connectées en série grâce à des jonctions tunnel. Le plus souvent, ces cellules sont composées de trois jonctions, mais idéalement, il faudrait un très grand nombre de jonctions afin de capter au mieux le spectre solaire. La figure (I-37) (a), présente l'absorption du spectre solaire pour une cellule triple-jonction et la figure (I-37) (b), montre le schéma de la structure d'une telle cellule.

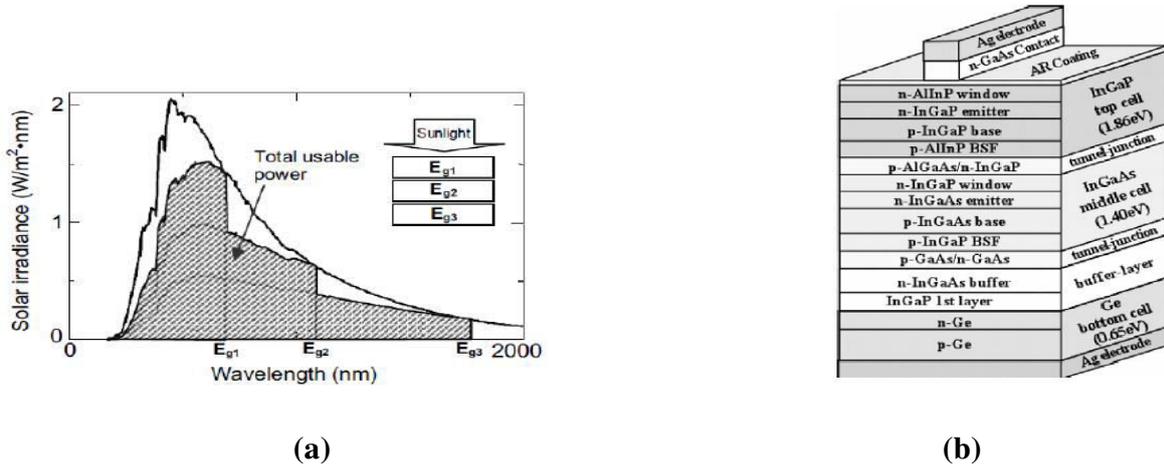


Figure (I-37) : (a) : Recouvrement du spectre solaire par une cellule à triple-jonction avec E_{g1} , E_{g2} et E_{g3} les gaps de la sous-cellule du haut, du milieu et du bas, respectivement ($E_{g1} > E_{g2} > E_{g3}$) [73], (b) : Schéma d'une cellule à triple-jonction [74].

La couche tampon entre Ge et InGaAs sert à adapter leur paramètre de maille [74].

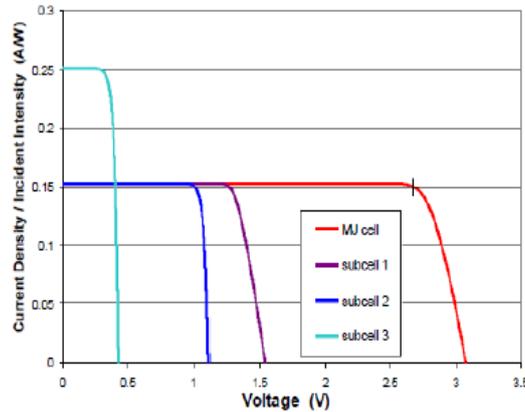


Figure (I-38) : Caractéristiques courant-tension sous illumination de chaque sous-cellule et de la cellule à triple-jonction GaInP (cellule 1) /GaInAs (cellule 2)/Ge (cellule 3) complète [75].

La figure (I-38) montre les caractéristiques courant-tension d'une cellule à triple-jonction GaInP/GaInAs/Ge, ainsi que celles de chaque sous-cellule. La cellule qui a le plus petit gap, ici Ge (cellule 3), possède la plus grande densité de courant. En effet, du fait de son faible gap, la plupart des photons arrivant sur la sous-cellule Ge ont une énergie égale ou supérieure à son gap produisant une forte densité de courant. Quand le gap augmente, la tension augmente également mais de moins en moins des photons ont une énergie suffisante pour être absorbés, réduisant la densité du courant de la cellule. Dans ce type de cellule GaInP/GaInAs/Ge, les deux premiers matériaux sont des alliages très proches produisant la même densité du courant. La courbe rouge de la figure (I-38) correspond à la cellule à triple-jonction complète. Puisque les cellules sont connectées en série, le courant du court-circuit J_{sc} , correspond au plus petit des courants sortant des sous-cellules, et la tension en circuit ouvert, V_{oc} , est la somme des V_{oc} des sous-cellules.

Afin d'atteindre les hauts rendements, on optimise chaque sous-cellule par simulation. La figure (I-39) présente un exemple de simulation du rendement d'une cellule à triple-jonction sous un spectre AM1.5 sans concentrateur, avec le plus petit gap fixé à 0.7 eV. D'après cette figure, le rendement maximum d'une triple-jonction serait de 50.5 % [76]. Les auteurs calculent également le rendement maximum pour des cellules multi-jonctions entre 1 et 8 sous-cellules sous un spectre AM1.5 et sous un optimum de concentration. Les résultats sont présentés dans le tableau (I-6). D'après ce tableau, on pourrait obtenir un rendement de 63.15 % par une triple-jonction avec des gaps à 0.60, 1.14 et 1.82 eV sous concentration. Pour une multi-jonction avec 8 sous-cellules, le rendement maximum serait de 76.19 %.

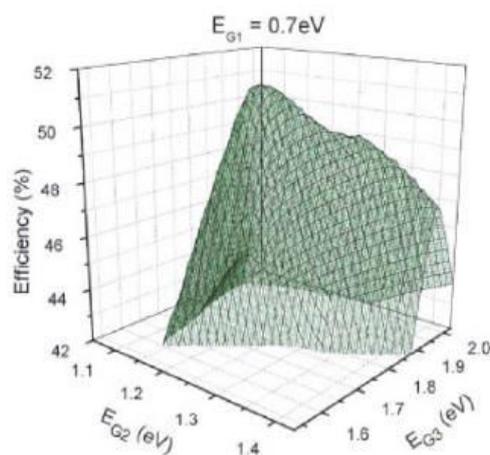


Figure (I-39) : Courbe de rendement d'une triple-jonction sous un spectre AM1.5 sans concentrateur, avec le plus petit gap fixé à 0.7 eV [76].

Énergie du gap [eV]								Rendement [%]	
E_{g1}	E_{g2}	E_{g3}	E_{g4}	E_{g5}	E_{g6}	E_{g7}	E_{g8}		
Sous un spectre AM1.5									
	1.34							33.68	
	0.94	1.60						45.71	
	0.94	1.37	1.90					51.58	
	0.71	1.11	1.49	2.00				55.31	
	0.70	1.01	1.33	1.67	2.14			57.61	
	0.69	0.96	1.20	1.47	1.79	2.24		59.41	
	0.69	0.93	1.14	1.37	1.60	1.90	2.33	60.78	
	0.51	0.75	0.98	1.18	1.40	1.63	1.92	2.35	61.42
Sous un optimum de concentration									
	1.11							40.74	
	0.76	1.54						55.47	
	0.60	1.14	1.82					63.15	
	0.49	0.93	1.38	2.01				67.85	
	0.44	0.81	1.17	1.58	2.18			71.02	
	0.38	0.71	1.01	1.33	1.72	2.30		73.33	
	0.37	0.66	0.92	1.18	1.48	1.85	2.42	75.09	
	0.30	0.60	0.83	1.06	1.29	1.57	1.96	2.50	76.19

Tableau (I-6) : Résultats de simulation de Bremner et al, sur des cellules multi-jonctions entre 1 et 8 sous-cellules sous un spectre AM1.5 et sous un optimum de concentration [76].

Dans la figure (I-38), on voit qu'une partie du courant produit par la cellule à petit gap est perdue du fait de la connexion en série des sous-cellules. Afin d'éviter ces pertes, il faut que toutes les sous-cellules produisent la même densité du courant. On dit que les cellules doivent être en accord en courant. Une solution pour cela est d'utiliser un même matériau pour toutes les jonctions. D'après le Tableau (I-6), il faudrait un matériau ayant un gap variant de l'infrarouge moyen au visible. Pour de telles applications, l'alliage InGaN présente donc un grand intérêt du fait de son gap largement modulable. Cependant, une cellule multi-jonction à base d'InGaN n'a pas encore été fabriquée à cause de la mauvaise qualité cristalline des couches et de la difficulté à obtenir le dopage P de l'InGaN. La figure (I-40) présente le diagramme de bande théorique d'une cellule à 10 jonctions faites à base d'InGaN. Les performances attendues de cette cellule sont données dans la figure (I-41) [73]. Dans le diagramme de bande, le bas de la bande de conduction de la sous-cellule n se trouve au même niveau énergétique que le haut de la bande de valence de la sous-cellule $n - 1$, formant ainsi une jonction tunnel. La simulation des cellules multi-jonctions à base d'InGaN a également été étudiée par Hamzaoui et al [77].

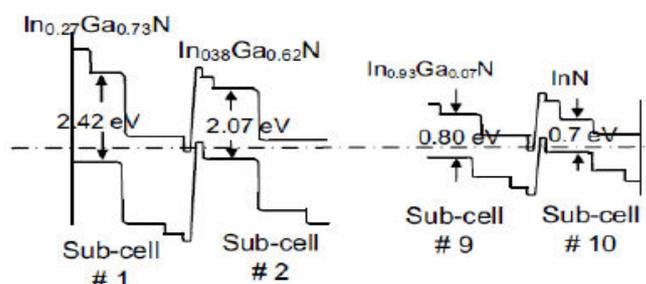


Figure (I-40) : Diagramme de bande d'une cellule à 10 jonctions utilisant l'InGaN [73].

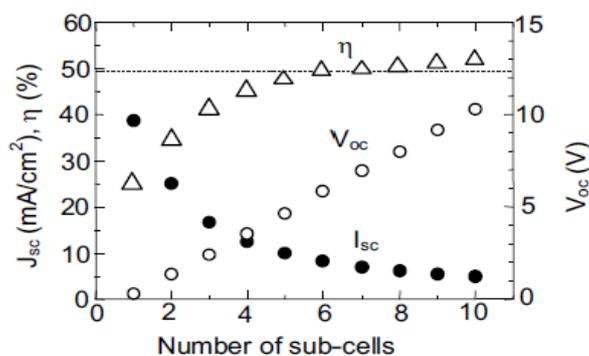


Figure (I-41) : Performances attendues des cellules multi-jonctions à base d'InGaN en fonction du nombre de sous-cellules. L'accord en courant est supposé par les auteurs [73].

Les cellules multi-jonctions permettent donc d'atteindre de très hauts rendements. Cependant, cette technologie reste complexe et très coûteuse, ce qui la limite aux applications spatiales et militaires. Afin, d'utiliser ce type de cellules photovoltaïques sur terre, une réduction des coûts est nécessaire. Une solution peut être la concentration, c'est-à-dire que l'on concentre le rayonnement incident sur une cellule de faible surface. Cette technique a le double avantage d'augmenter la densité du courant produite, et donc le rendement des cellules, et de diminuer la surface des cellules nécessaires, limitant les coûts de fabrication. Il existe deux grandes familles de concentrateurs : les concentrateurs à miroir et les concentrateurs à lentille

de Fresnel. La figure (I-42) et la figure (I-43) montrent des cellules à concentration commerciales utilisant ces technologies. Les rendements commerciaux annoncés approchent les 40 % [78].

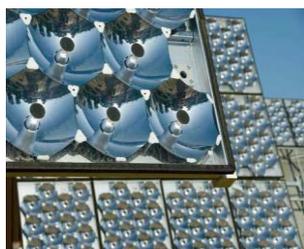


Figure (I-42) : Cellules à concentration utilisant un miroir semi-sphérique de SolFocus [78].



Figure (I-43) : Cellules à concentration utilisant des lentilles de Fresnel de Energy Innovations [79].

La concentration de la lumière permet d'augmenter les rendements par l'augmentation de la densité du courant produit. Cependant, à partir d'un certain point, la densité du courant est trop élevée et les mobilités des porteurs de charges diminuent, réduisant les rendements. La figure (I-44) présente l'évolution du rendement d'une triple-jonction GaInP/GaInAs/Ge en fonction de la concentration. Le rendement atteint un optimum autour de 300 soleils.

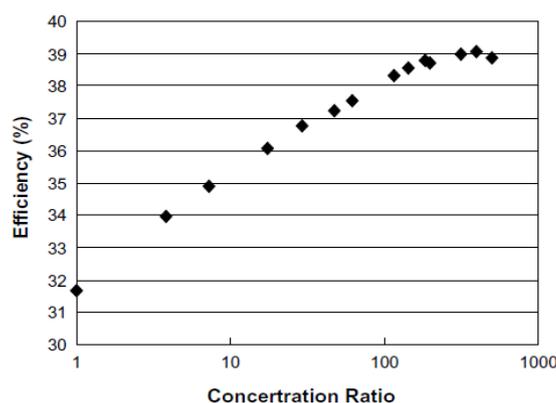


Figure (I-44) : Rendement d'une cellule à triple-jonction GaInP/GaInAs/Ge en fonction de la concentration [74].

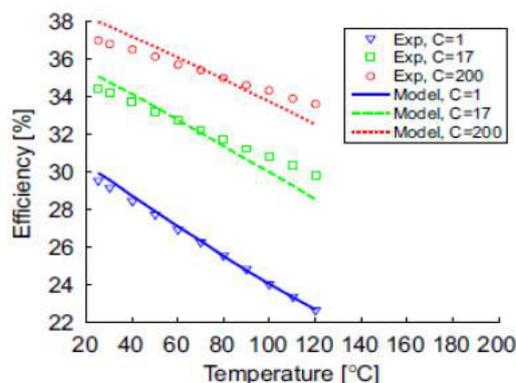


Figure (I-45) : Mesures et simulation du rendement d'une triple-jonction GaInP/GaInAs/Ge de Sharp en fonction de la température pour différentes concentrations: $\times 1$, $\times 17$ et $\times 200$ [80].

Le fait de concentrer la lumière du soleil sur une très petite surface augmente la température de la cellule, réduisant ses performances. La figure (I-45) présente l'évolution du rendement d'une cellule à triple-jonction Sharp en fonction de la température pour différentes concentrations ($\times 1$, $\times 17$ et $\times 200$). Les points représentent les mesures expérimentales et les courbes, les simulations à l'aide d'un modèle à 2 diodes pour chaque cellule.

II-5-3 Hétérojonction :

L'alliage InGaN est également étudié pour la formation d'hétérojonction InGaN/Si. En effet, Kurtz et al. [81] rapportèrent qu'une cellule tandem (2 jonctions) avec des gaps à 1.1 et 1.75 eV peut présenter un rendement de 39%. Le silicium avec son gap à 1.1 eV semble un matériau idéal pour la cellule du bas. Par ailleurs, le gap de 1.75 eV peut être obtenu avec 50% d'indium dans l'InGaN pour la cellule du haut. Ainsi, la structure tandem P – $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}/\text{N}$ – $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}/\text{P}$ – Si/N – Si formerait une cellule à haut rendement [82]. De plus, cette structure avec 50% d'indium bénéficie d'un alignement des bandes avantageux. En effet, le bas de la bande de conduction de l'InGaN se trouve à la même énergie que le haut de la bande de valence du silicium, formant une jonction ohmique de faible résistance (fig. (I-46) (a)). Hsu et al. [83] montrèrent par simulation, qu'il est possible d'atteindre les 31% du rendement avec un gap d'InGaN autour de 1.65 eV et une épaisseur de silicium de 20 μm (fig. (I-46) (b)). Récemment, Ghazai et al. [84] rapportèrent un rendement de 9.74% avec une hétérojonction $\text{Al}_{0.08}\text{In}_{0.08}\text{Ga}_{0.84}\text{N}/\text{Si}$.

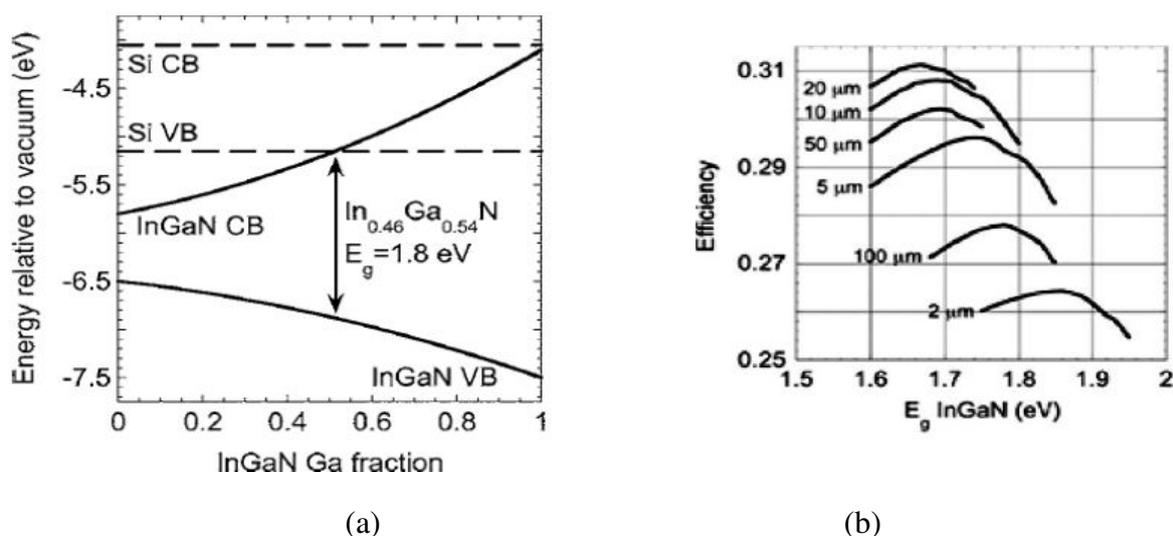


Figure (I-46) : (a) : Diagramme d'énergie montrant les bandes de valence et de conduction de l'InGaN en fonction de la concentration de gallium. Les traits pointillés représentent les bandes de valence et de conduction du silicium. (b) : Calcul du rendement d'une cellule solaire haute qualité InGaN/Si à deux jonctions en fonction du gap de l'InGaN. Les différentes courbes représentent les rendements en fonction de l'épaisseur du silicium [81].

Conclusion :

Nous avons vu dans ce chapitre le spectre solaire arrivant sur la terre et le rendement maximum que l'on peut attendre d'une cellule solaire, nous avons également décrit le fonctionnement d'une cellule photovoltaïque avec les équations physiques permettant de définir ses paramètres.

Comme nous avons décrit aussi les matériaux III-V et leur application dans la conversion photovoltaïque, ainsi que l'état de l'art dans ce domaine à travers une description détaillée sur le plan théorique, en citant la diversité des technologies disponibles sur le plan expérimental.

Chapitre deuxième :
Etude des cellules solaires à triples-jonctions.

Etude des cellules solaires à triples-jonctions.

Introduction :

La caractérisation de la performance des cellules solaires multi-jonctions est essentielle pour la conception du photovoltaïque de haute concentration (HCPV). Ces cellules peuvent fonctionner sur une plage de flux du rayonnement incident, généralement entre quelques centaines jusqu'à 1000 soleils, et une gamme de températures de fonctionnement allant jusqu'à environ 100°C. La dépendance de la performance de la cellule sur ces deux paramètres devrait alors être bien définie.

I- Les cellules solaires à triples-jonctions :

Des données expérimentales ont été publiées pour les cellules à triples-jonctions largement utilisées InGaP/InGaAs/Ge: pour les cellules faites par Sharp, les données sont pour des températures de 25 à 120°C et une concentration de 1 à 200× [85-86], et pour les cellules faites par Spectrolab les données sont pour 25 à 120°C et 1 à 1000× de concentration [87-88].

Des modèles semi-empiriques pour les cellules ont été proposées pour relier la performance de la cellule, pour connaître des mécanismes physiques et pour la prédire comme une fonction de la température et de la concentration [87-89-90]. Les modèles à deux diodes pour les circuits équivalents ont été proposées dans [89-91], mais les effets combinés de la haute température et le flux élevé du rayonnement incident n'ont pas été étudiés. Le modèle présenté dans [89] était étalonné par rapport aux données de la cellule InGaP/InGaAs/Ge seulement à température ambiante et 1 soleil. Le modèle présenté dans [92] a été calibré par rapport aux mesures à température ambiante et à une gamme de concentration de 1 à 1000×. Les prédictions de la sensibilité à la température du modèle donné dans [91-92] ont été comparées avec succès avec les données de la cellule Sharp à 1 soleil en utilisant des températures inférieures à 120°C [91]. Les coefficients ont été optimisés pour s'adapter aux données mesurées pour les courbes *I-V*. Dans tous les cas, les coefficients semi-empiriques obtenus n'ont pas été signalés.

Un modèle de circuit équivalent à une seule diode, calibré à la fois pour des niveaux élevés de concentration et de température, a été présenté en [93]. Le modèle comprenait une relation *I-V* distinct pour chaque sous-cellule. Les prévisions du modèle ont été calibrées par rapport aux données de la cellule Sharp [85-86], en optimisant les coefficients pour adapter le rendement mesuré en tant que les données *I-V* n'étaient pas disponibles. Les résultats ont montrés qu'à des concentrations élevées, la tension du circuit ouvert et les prévisions des coefficients de température du rendement qu'ils sont essentiels, sont écartées par rapport aux données. Un modèle à une seule diode, calibrée par rapport aux données de la cellule faite par Spectrolab CIMJ à température et à intensité élevées, a été proposé plus tard dans [87] où une relation a été considérée entre *I-V* d'une cellule localisée et un seul facteur d'idéalité. Les coefficients résultants ont été de loin dépassés la fourchette prévue. Une comparaison qualita-

tive entre les coefficients de la température prédits et mesurés du circuit ouvert à différents niveaux de concentration a été présentée, mais une comparaison entre les coefficients de la température du rendement prédits et mesurés n'a pas été donnée. Un modèle à une seule diode a été également suggéré par [90]. Le modèle a été étalonné par rapport aux données d'une cellule à triple-jonction à des températures inférieures à 120°C et à un niveau de concentration supérieur à 700×. Pour extraire les coefficients du modèle, une procédure d'ajustement par rapport aux erreurs RMS dans les prédictions $I-V$ a été réalisée. Les valeurs des coefficients résultants n'étaient pas signalées. Les erreurs RMS résultantes étaient au dessous de 2%, mais une comparaison entre les coefficients de la température prédits de la cellule et les valeurs mesurées n'ont pas été fournies. Du fait que les coefficients de la température prédits aux hauts niveaux de concentration n'ont pas été présentés, l'inexactitude du modèle à une seule diode dans ces conditions, comme cela a été dévoilée plus tôt [93].

Des modèles plus sophistiqués ont été récemment proposés, comme le modèle de la cellule distribuée (réseau). Dans cette approche, la cellule est divisée en de nombreuses petites cellules élémentaires (des centaines ou des milliers) pour augmenter la précision. L'inconvénient de cette approche est qu'elle est très complexe de la mettre en œuvre et nécessite des ressources de calcul élevées. Un modèle pour la cellule distribuée d'une seule jonction de GaAs a été présenté dans [94] et validé par des données empiriques de la température ambiante et des niveaux de concentration de 1, 50 et 560 soleils. Un modèle de cellule distribuée à triple-jonction InGaP/InGaAs/Ge a été suggéré dans [95] et validé par des données empiriques de la température ambiante et des niveaux allant jusqu'à 5 soleils de concentration. Les résultats ont montré que sous le spectre d'AM1.5 et un éclairage uniforme, les prédictions du modèle distribué sont semblables à ceux du beaucoup plus simple des modèles de la cellule localisée (non distribué), et donc la complexité accrue des modèles distribués est difficile à justifier. Un avantage évident des modèles distribués est signalé seulement dans le cas d'un éclairage non uniforme sur la cellule.

Un modèle de cellule robuste qui sera valide et précis sur une large gamme de températures et de concentration de flux qui devrait aussi prendre en compte les variations dans les propriétés des matériaux sur l'intervalle de fonctionnement prévue. Les modèles présentés dans la littérature, décrivent que le comportement de la diode présente une forte dépendance de la température, mais dans de nombreux cas, supposons que la largeur de la bande pour chaque jonction est constante. Alors que la variation de la température dans la bande interdite du matériau est faible par rapport aux variations du courant de la diode, néanmoins, il peut être important lorsqu'en nécessitant une grande correspondance du modèle aux données empiriques. Un autre aspect généralement ignoré dans les modèles publiés, celui de la différence dans la composition de l'alliage de soudure entre les cellules fournies par différents fabricants, ce qui affect également la bande interdite de la jonction. Cet aspect devrait être abordé dans un modèle généralisé aussi bien qu'il n'est pas limité à une cellule particulière.

Ainsi, un modèle de performance satisfaisante pour des cellules à triples-jonctions, et la prédiction des caractéristiques de performance de la cellule et de la température sur un large éventail de conditions de fonctionnement et pour différentes cellules, n'est pas encore disponible. Dans l'étude actuelle, les modèles à une seule diode et à double diodes des circuits équivalents pour les cellules à triples-jonctions sont analysés en détail en se concentrant sur les effets de la température et de la concentration. Les modèles ont été calibrés par rapport aux

données expérimentales publiées à l'aide des analyses de régression. Basées sur les résultats actuels, deux questions de modélisation liées aux variations des propriétés des matériaux sont indiquées comme une direction prometteuse pour améliorer encore le modèle de performance de la cellule.

I-1 Les modèles du circuit équivalent :

I-1-1 Le modèle à une seule diode:

Un modèle de circuit équivalent à deux bornes d'une cellule à triple-jonction avec une seule diode pour chaque jonction est présenté sur la figure (II.1). La relation $I-V$ des sous-cellules est donnée par :

$$J_L = J_{sc,i} - J_{0,i} \left(\exp \left(\frac{q(V_i + J_L A R_{s,i})}{n_i K_B T} \right) - 1 \right) - \frac{V + J_L A R_{s,i}}{A R_{sh,i}} \quad (\text{II. 1})$$

Où i représente le numéro de la sous-cellule (1 = haut, 2 = milieu et 3 = bas), J_{sc} , J_0 et J_L sont les densités du : courant du court-circuit, courant inverse de saturation de la diode et courant de charge, respectivement (courant par unité de surface de la cellule), K_B est la constant de Boltzmann, T est la température absolue, V est la tension, q est la charge élémentaire, n est le facteur d'idéalité de la diode, R_s et R_{sh} sont les résistances série et shunt, respectivement, et A est l'aire de la cellule.

On suppose que la température de la cellule est uniforme. La densité du courant inverse de saturation est fortement dépendante de la température et elle est donnée par [96] :

$$J_{0,i} = \kappa_i T^{(3+\gamma_i/2)} e^{(-E_g/n_i K_B T)} \quad (\text{II. 2})$$

Où E_g est l'énergie de la bande interdite, κ et γ sont des constantes telle que γ est typiquement comprise entre 0 et 2. En raison de l'équation (II.1), le courant inverse de saturation est modélisé par un seul terme, il représente la recombinaison dans la région d'épuisement et la région quasi-neutre à la fois.

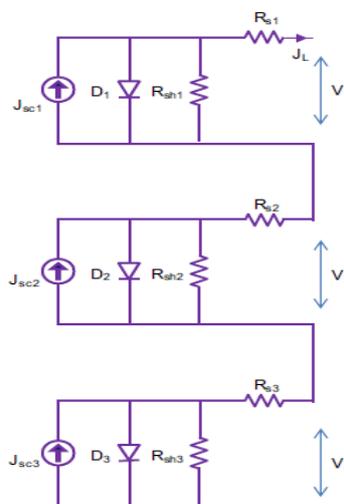


Figure (II-1) : Circuit équivalent d'une cellule du modèle à une seule diode.

L'énergie de la bande interdite est une fonction faiblement décroissante de la température ; donc le courant du court-circuit augmente avec la température. Cette variation est parfois négligée dans les modèles de cellule publiés où l'écart du gap est considéré comme une constante [90]. Cependant, quand une grande précision des prédictions du modèle sur une large gamme de température est souhaitée, cet effet du second ordre peut être important. La largeur de la bande est donnée en fonction de la température par [97-98] :

$$E_g = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T - \sigma} \quad (\text{II. 3})$$

Où α et σ sont des constantes qui dépendent du matériau.

Lorsque les jonctions dans une cellule sont fabriquées à partir d'alliages plutôt qu'un matériau pur, et la composition d'alliage choisi par chaque fabricant est quelque peu différente, les différences de la bande interdite peut se produire même si les matériaux sont nominalelement similaires. Y compris l'incidence de la composition du matériau dans un modèle de cellule permet une plus grande souplesse pour représenter des cellules différentes dans le même modèle. La largeur de la bande interdite des alliages semi-conducteurs peut être déterminée par la superposition linéaire suivante [99]:

$$E_g(A_{1-x}B_x) = (1 - x)E_g(A) + xE_g(B) - x(1 - x)P \quad (\text{II. 4})$$

$A_{1-x}B_x$ étant la composition d'alliage et P [eV] est un paramètre dépendant d'alliage qui tient compte des écarts par rapport à l'approximation linéaire. Le courant du court-circuit, J_{sc} dépend de l'énergie de la bande interdite et est donc fonction de la température. Les valeurs empiriques sont données dans [88-100]. Les deux premières sous-cellules des cellules abordées sont composées d'alliages, l'équation (II.4) doit être utilisée afin de modéliser correctement la dépendance en température de la bande interdite.

Si la résistance shunt est suffisamment importante pour être négligée, la tension simple jonction peut être extraite à partir de l'équation (II.1) comme suite:

$$V = \sum_{i=1}^3 v_i \quad ; \quad v_i = \frac{n_i K_B T}{q} \ln \left(\frac{J_{sc,i} - J_L}{J_{0,i}} + 1 \right) - J_L A R_{s,i} \quad (\text{II. 5})$$

Réarrangeant l'équation (II.5) on obtient :

$$V = \frac{K_B T}{q} \left[n_1 \ln \left(\frac{J_{sc,1} - J_L}{J_{0,1}} + 1 \right) + n_2 \ln \left(\frac{J_{sc,2} - J_L}{J_{0,2}} + 1 \right) + n_3 \ln \left(\frac{J_{sc,3} - J_L}{J_{0,3}} + 1 \right) \right] - J_L A R_s \quad (\text{II. 6})$$

La résistance série totale est $R_s = R_{s,1} + R_{s,2} + R_{s,3}$. Les diodes tunnels situées entre les sous-cellules sont modélisées comme des résistances faisant partie de la résistance R_s [91-92-101]. D'autres modèles de diodes tunnels peuvent être trouvés dans [95]. La tension du circuit ouvert est obtenue pour $J_L = 0$.

$$V_{oc} = \frac{K_B T}{q} \left[n_1 \ln \left(\frac{J_{sc,1}}{J_{0,1}} + 1 \right) + n_2 \ln \left(\frac{J_{sc,2}}{J_{0,2}} + 1 \right) + n_3 \ln \left(\frac{J_{sc,3}}{J_{0,3}} + 1 \right) \right] \quad (\text{II. 7})$$

Le point de puissance maximale (MPP: maximum power point) est obtenu par la mise en $dP/dJ_L = 0$ où la puissance est $P = J_L V_A$. L'équation résultante est :

$$\begin{aligned} & \frac{K_B T}{q} \left[n_1 \ln \left(\frac{J_{sc,1} - J_L}{J_{0,1}} + 1 \right) + n_2 \ln \left(\frac{J_{sc,2} - J_L}{J_{0,2}} + 1 \right) + n_3 \ln \left(\frac{J_{sc,3} - J_L}{J_{0,3}} + 1 \right) \right] \\ & - J_L \left[\frac{K_B T}{q} \left(\frac{n_1}{J_{sc,1} - J_L + J_{0,1}} + \frac{n_2}{J_{sc,2} - J_L + J_{0,2}} + \frac{n_3}{J_{sc,3} - J_L + J_{0,3}} \right) + 2AR_s \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{II. 8})$$

Ceci doit être résolu numériquement pour la densité du courant J_m à la MPP. La tension V_m à la MPP, est alors obtenue en substituant $J_L = J_m$ dans l'équation (II.6). Le modèle à une seule diode contient dix paramètres empiriques qui doivent être déterminés par un étalonnage par rapport aux données mesurées expérimentalement: κ_i , γ_i , n_i et R_s .

I-1-2 Le modèle à double diodes :

Le modèle à une seule diode fusionne les deux termes du courant de saturation inverse (recombinaison dans la région d'épuisement et la région quasi-neutre) en un seul terme. Dans une forme plus générale, ces deux termes sont séparés de telle sorte que le circuit comprend deux diodes comme montré sur la figure (II.2). Négligeant les effets de la branche inverse (en raison de l'éclairage uniforme) et la résistance shunt, la relation $I-V$ pour chaque sous-cellule devient [98]:

$$J_L = J_{sc,i} - J_{01,i} \left(e^{(q/K_B T)(V_i + J_L R_{s,i})} - 1 \right) - J_{02,i} \left(e^{(q/2K_B T)(V_i + J_L R_{s,i})} - 1 \right) \quad (\text{II. 9})$$

Les termes du type à double diodes sur le côté droit représentent les deux mécanismes de recombinaison. On suppose une recombinaison linéaire (la vitesse de recombinaison est linéaire dans la densité des porteurs). Les facteurs d'idéalité sont fixés à des valeurs de 1 à 2 dans cette forme du modèle à double diodes, tandis que d'autres valeurs fixes ont également été proposées. Les courants de saturation sombres, qui sont fonction de la température, sont [98]:

$$\begin{cases} J_{01,i} = \kappa_{1,i} T^3 e^{(-E_{g,i}/K_B T)} \\ J_{02,i} = \kappa_{2,i} T^{3/2} e^{(-E_{g,i}/2K_B T)} \end{cases} \quad (\text{II. 10})$$

Où κ_1 et κ_2 sont des constantes. Avec l'incorporation des équations : (II.3) - (II.4) pour les bandes d'énergies interdites et le courant du court-circuit, les dépendances de la température et de la concentration, le modèle est terminé. A noter que, contrairement au modèle à une seule diode, ici la tension n'est pas une fonction explicite du courant et elle doit être extraite de manière itérative. Le modèle à double diodes contient sept paramètres empiriques qui doivent être déterminés par un étalonnage par rapport aux données mesurées expérimentalement: $\kappa_{1,i}$, $\kappa_{2,i}$ et R_s . La seule résistance série localisée est la seule résistance qui doit être identifiée, comme la chute de tension en série dans le circuit est simplement la somme des effets des

trois résistances distinctes : $J_L(R_{s,1} + R_{s,2} + R_{s,3}) = J_L R_s$, comme on peut le déduire de la figure (II-2).

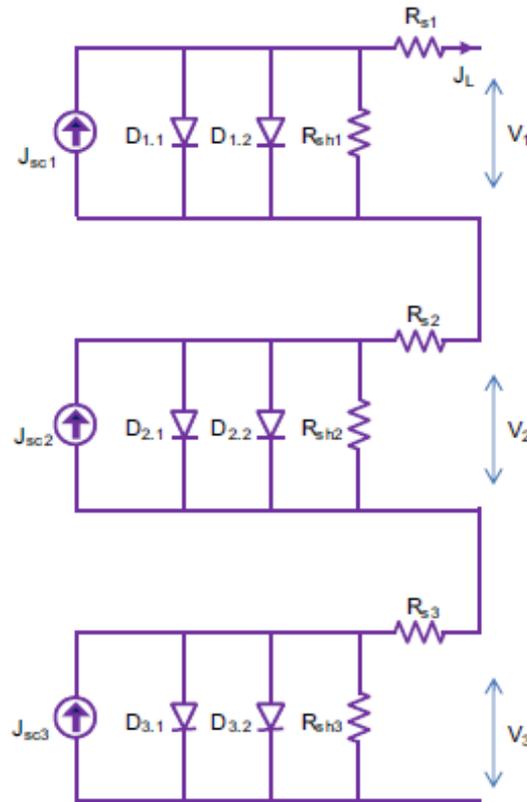


Figure (II-2) : Circuit équivalent d'une cellule du modèle à double diodes.

I-1-3 Configuration du modèle :

Le rendement η_c de la cellule est défini comme la puissance maximale de sortie divisée par la puissance incidente à la cellule :

$$\eta_c = \frac{P_m}{ACG} = \frac{J_m V_m}{CG} \quad (\text{II. 11})$$

Où G est le flux incident à l'orifice du concentrateur et C est le ratio de concentration. Assumant que le courant du court-circuit est proportionnel au flux de la radiation incidente, la concentration est exprimée comme suite :

$$C = \frac{J_{sc}}{J_{sc}(1 \text{ soleil})} \quad (\text{II. 12})$$

Pour la cellule Sharp : 1 soleil est équivalent à 1 kW/m^2 , tandis que pour la cellule faite par Spectrolab : 1 soleil est défini par la valeur 0.9 kW/m^2 . Les valeurs actuelles du court-circuit sont considérées comme des entrées du modèle et ont été adoptées à partir des données du constructeur. Pour les deux cellules, nous évaluons la densité du courant du court-circuit pour les deux cellules, respectivement, comme : $J_{sc,i}(C, T) = C, J_{sc,i}(C = 1, T)$. Pour la cellule de Spectrolab, $J_{sc,i}(C = 1, T)$ a été prise de [88]. Pour la cellule Sharp, $J_{sc,i}$ à température ambiante a été prise de [101], mais la variation avec la température de chaque sous-cellule $J_{sc,i}$

n'a pas été spécifiée. Par conséquent, la même dépendance en température du courant du court-circuit a été supposée pour les deux cellules. Ces données ont été obtenues sous le spectre d'AM1.5G ; la performance des cellules dans d'autres spectres peut différer, et la représentation de la performance dans des spectres différents, nécessite un réétalonnage du modèle.

Les coefficients P dans l'équation (II.4) ont été tirés en ajustant les corrélations du gap (Eq. (II.3) et (II.4)) aux données mesurées [88-100]. Les compositions des alliages des deux sous-cellules, du haut et du milieu ont été prises comme : $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$ et $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$, respectivement. Les valeurs résultantes de P sont : 1.018 et 1.157 eV pour les deux cellules Sharp et Spectrolab, respectivement. Pour GaInAs, les valeurs calculées sont 1.192 et 2.909 eV pour les deux cellules Sharp et Spectrolab, respectivement. Ces valeurs dépassent de façon importante la gamme mentionnée préalablement [99] pour les coefficients P : 0.39 - 0.76 eV pour InGaP et 0.32 - 0.46 eV pour GaInAs.

Les coefficients des modèles ont été extraits en minimisant l'erreur RMS (Root Mean Square) totale, quelle est définie comme la moyenne entre les deux erreurs RMS, celle de la tension du circuit ouvert et celle du rendement.

$$e_{RMS,tot} = \frac{e_{RMS,V_{oc}} + e_{RMS,\eta_c}}{2} \quad (\text{II. 13})$$

L'erreur RMS est définie par :

$$e_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{nm} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \left(\frac{X_{i,j} - \tilde{X}_{i,j}}{\tilde{X}_{i,j}} \right)^2} \quad (\text{II. 14})$$

Où $X_{i,j}$ est la quantité calculée (tension du circuit ouvert ou rendement), $\tilde{X}_{i,j}$ est la quantité mesurée à la condition d'opération et i,j représentent la concentration et la température en ordre. Dans ce processus d'optimisation, seuls les ensembles des données incluant les quantités mesurées ont été considérés (température à une concentration fixe, et vice-versa). La convergence a été obtenue quand la différence entre deux itérations consécutives était inférieure à 10^{-6} . Les coefficients de la température du rendement ont été calculés en appliquant une adaptation linéaire sur les prévisions du rendement en variant la température à une valeur fixée de la concentration.

II- L'influence de la température et de l'irradiance sur les cellules à triples-jonctions :

II-1 Matériaux et expérience :

La figure (II-3) montre les structures en couches des cellules du composant étudié en comparaison avec le treillis apparié correspondant à la structure triple-jonction (tripLM). Les trois cellules du composant disposent seulement d'une jonction pn électriquement active (motif), tandis que les autres couches (gris) conduisent le courant aux bornes uniquement à la

verticale. Cette fonctionnalité permet la caractérisation électrique d'une seule sous-cellule à l'intérieur d'une structure qui est optiquement équivalente à la cellule solaire à triple-jonction. Le type du dopage correspondant est mentionné sur la gauche de chaque couche. Les sous-cellules du haut, du milieu et du bas sont en $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$ (topLM), $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ (midLM) et Ge (botLM), respectivement. La cellule du bas est posée sur un substrat de type p pour former un émetteur de diffusion de type n et, par conséquent, la jonction pn de Ge. Ici, les diodes tunnel ne sont pas nécessaires. En opposition à cela, la cellule du haut et la cellule du milieu sont cultivées sur Ge de type n pour empêcher la formation d'émetteur de diffusion dans le substrat. Une diode tunnel au-dessous de la sous-cellule active est utilisée pour l'interconnexion au substrat. Dans la cellule du haut du composant, les couches $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ sont omises, car elles ne sont pas tenues d'équivalence optique avec la cellule à triple-jonction.

Toutes les cellules étudiées ont une métallisation de grille avant du concentrateur, encore la cellule de haut dispose des caractéristiques cellulaires différentes aux cellules du milieu et du bas. Les zones désignées sont $A_d = 0.0547 \text{ cm}^2$ pour les deux cellules du milieu et du bas et $A_d = 0.0423 \text{ cm}^2$ pour la cellule du haut. Chaque cellule est soudée à une plaque de cuivre, qui est montée sur un élément de Peltier, en utilisant une huile thermiquement conductrice comme interface. Un capteur de température monté sur la plaque de cuivre à côté de la cellule solaire est utilisé pour mesurer la température qui a été prouvée d'être proche de la température de la cellule. L'élément de Peltier au dessous de la plaque de cuivre est utilisé pour le refroidissement et le chauffage en vue de régler la température avec précision sur une large gamme de 5 à 170°C.

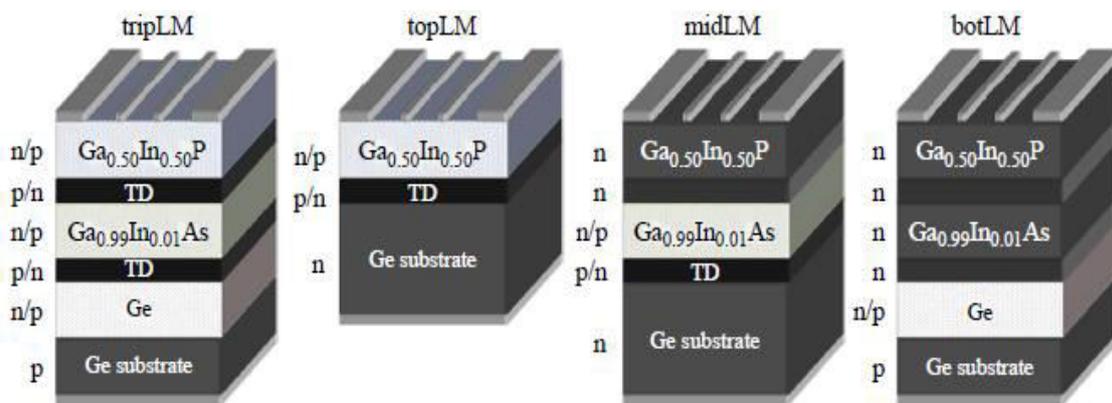


Figure (II-3) : Esquisse de la structure en couche des sous-cellules du composant étudié en comparaison avec la structure associée à triple-jonction (de gauche à droite, la cellule: triple, la sous-cellule du haut, du milieu et du bas) [102].

Le rendement quantique externe (EQE : External Quantum Efficiency), la courbe $I-V$ d'obscurité, la courbe $I-V$ pour une lumière de un soleil, et les courbes $I-V$ en vertu de divers ratios de concentration allant jusqu'aux 3000 ont été mesurés. L'EQE était mesuré à des pas de 10 nm en utilisant un monochromateur [102]. Les mesures des courbes $I-V$ ont été réalisées avec un simulateur de soleil multi-sources (AM1.5d [103], 1000 W/m²). Les mesures sous concentration ont été réalisées avec un simulateur de flash du soleil. L'irradiance est variée en changeant la distance entre la lampe flash et la cellule. Le ratio de concentration C est déterminé

par la conjecture de la proportionnalité linéaire entre la densité du photocourant J_{ph} et l'irradiance à partir de l'équation suivante [104]:

$$C = \frac{J_{ph}^{meas}(T)}{J_{ph}^{1\chi}(T)} \cong \frac{J_{sc}^{meas}(T)}{J_{sc}^{1\chi}(T)} \quad (\text{II. 15})$$

Où J_{sc}^{meas} est la densité du courant du court-circuit mesurée sous la concentration et $J_{sc}^{1\chi}$ est la densité du courant du court-circuit calibrée à 1 soleil, les deux étant des fonctions de la température T . On notera que l'équation (II.15) devient invalide dans les cas où la proportionnalité supposée n'est pas satisfaite [105] ou la densité du courant du court-circuit s'écarte de manière significative de la densité du photocourant.

II-2 Résultats et discussion :

II-2-1 Mesures du rendement quantique externe (EQE) des sous-cellules :

Les rendements quantiques externes (EQE) dépendants de la température des trois sous-cellules du composant sont illustrés dans la figure (II-4). Puisque la courbe I - V de la sous-cellule Ge s'affaisse aux températures supérieures à 100°C (Fig. (II-5)), sa réponse spectrale pouvait seulement être mesurée jusqu'à cette température.

Lorsque la température augmente, pour toutes les sous-cellules du composant, la baisse d'EEQ à grandes longueurs d'onde se décale vers des longueurs d'onde plus grandes. Ce décalage est directement lié au décalage du bord d'absorption en raison de la dépendance en température de la bande interdite [106]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (\text{II. 16})$$

Où $E_g(0)$, α et β sont des constantes du matériau.

Le même comportement est observé pour le début d'EEQ à des faibles longueurs d'onde. Ce décalage provient du décalage de la bande interdite de la sous-cellule située au-dessus (électriquement inactive) fonctionnant comme un filtre optique dans l'architecture de la cellule. Pour la sous-cellule du haut, ce changement est observé même s'il n'y a pas de cellule située au-dessus. Dans ce cas, il provient du décalage de la bande interdite de la couche située au-dessus de la fenêtre d'AlInP.

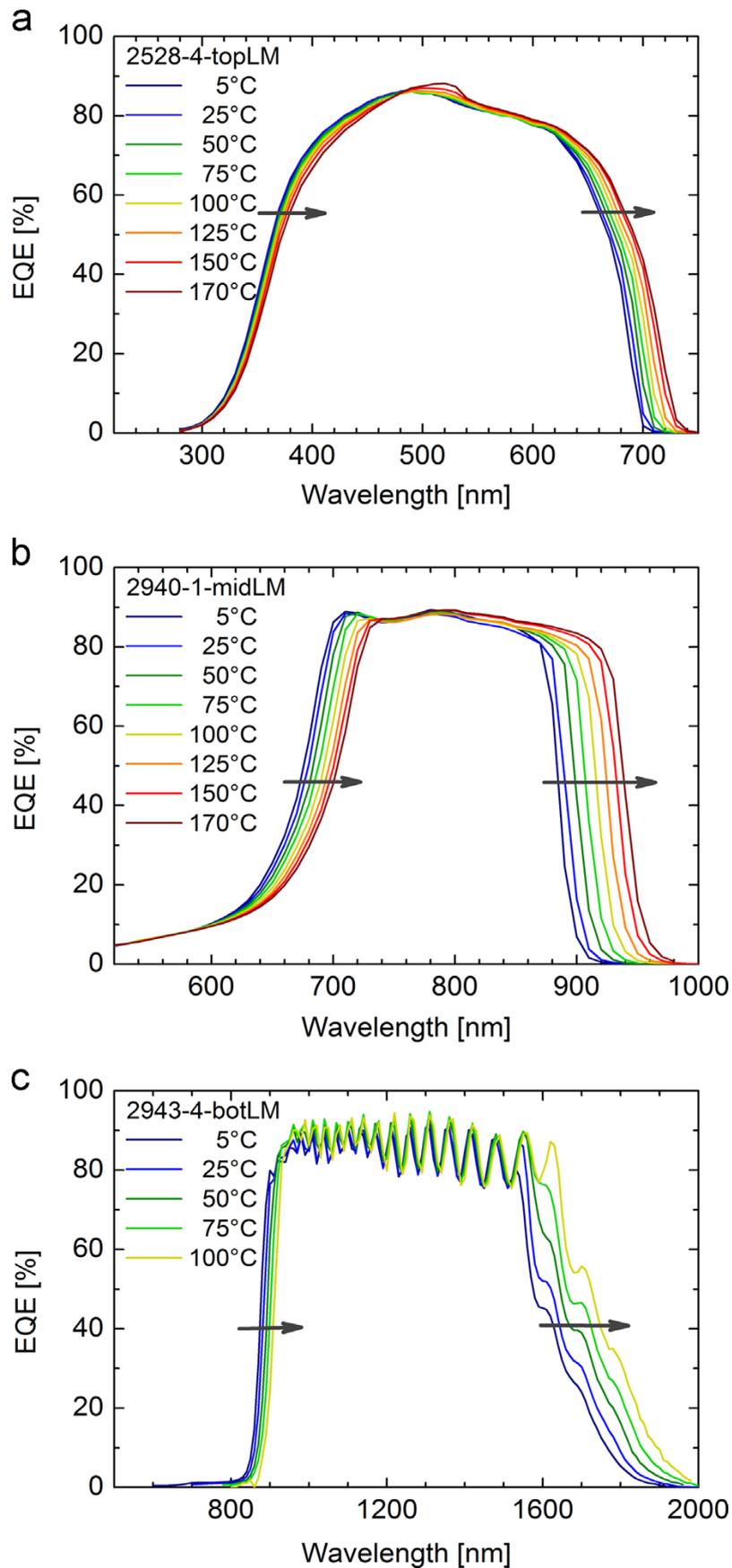


Figure (II-4) : Les EQE des trois sous-cellules du composant ((a) sous-cellule du haut $Ga_{0.50}In_{0.50}P$, (b) sous-cellule du milieu $Ga_{0.99}In_{0.01}As$, et (c) sous-cellule du bas Ge) pour différentes températures. Les flèches indiquent l'effet de l'augmentation de la température [102].

II-2-2 Caractéristiques I - V pour 1 soleil :

La figure (II-5) indique la dépendance en température à 1 soleil des courbes I - V des sous-cellules du composant du haut, du milieu et du bas. Les courbes ont été mesurées selon les conditions d'essai standard à 1000W/m^2 et AM1.5d par un simulateur du soleil multi-sources [107].

En général, lorsque la température augmente, toutes les cellules montrent une légère augmentation en courant du court-circuit, provenant du décalage de la bande interdite relié à de la température. Les coefficients de la température relative $TC_{rel}(J_{sc}^{1\chi})$ sont : $0.07\%/K$, $0.04\%/K$, et $0.03\%/K$ pour les cellules $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$, $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$, et Ge , respectivement. Ces valeurs sont en accord raisonnable avec les valeurs de la littérature pour les sous-cellules de la cellule à triple-jonction des références [108-109]. En ce qui concerne l'adéquation du courant de la sous-cellule du haut et la sous-cellule du milieu à 25°C , la sous-cellule $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ du milieu a un léger excès du courant de 1.3% . Lorsque la température augmente, la limitation du courant se décale à une limitation de la sous-cellule du milieu. À 125°C , les sous-cellules du haut et du milieu sont en courant apparié (inadéquation au dessous de 0.1%). À 170°C , la sous-cellule du haut $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$ a un courant en excès de 1.2% . Ainsi, pour les conditions spectrales appliquées (AM1.5d), les sous-cellules du haut et du milieu sont bien en courant apparié sur l'ensemble de la gamme de la température étudié. La sous-cellule du bas montre un grand excès du courant pour toutes les températures avec seulement une petite dépendance de la température. Pour toute la gamme de la température, le courant en excès de la sous-cellule du bas est dans l'intervalle de 60.3 à 63.3% de la limitation du courant.

La tension du circuit ouvert V_{oc} diminue lorsque la température augmente. Les coefficients de la température absolue (relative) de la tension du circuit ouvert à 1 soleil sont : -2.8 mV/K ($-0.21\%/K$), -2.4 mV/K ($-0.26\%/K$), et -2.1 mV/K ($-1.22\%/K$) pour les sous-cellules $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$, $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$, et Ge , respectivement.

Pour la sous-cellule Ge , la tension décroissante du circuit ouvert approche du zéro et conduit à un effondrement de la courbe I - V pour des températures au dessus de 100°C . Un comportement similaire a été observé par Nishioka et al. [110].

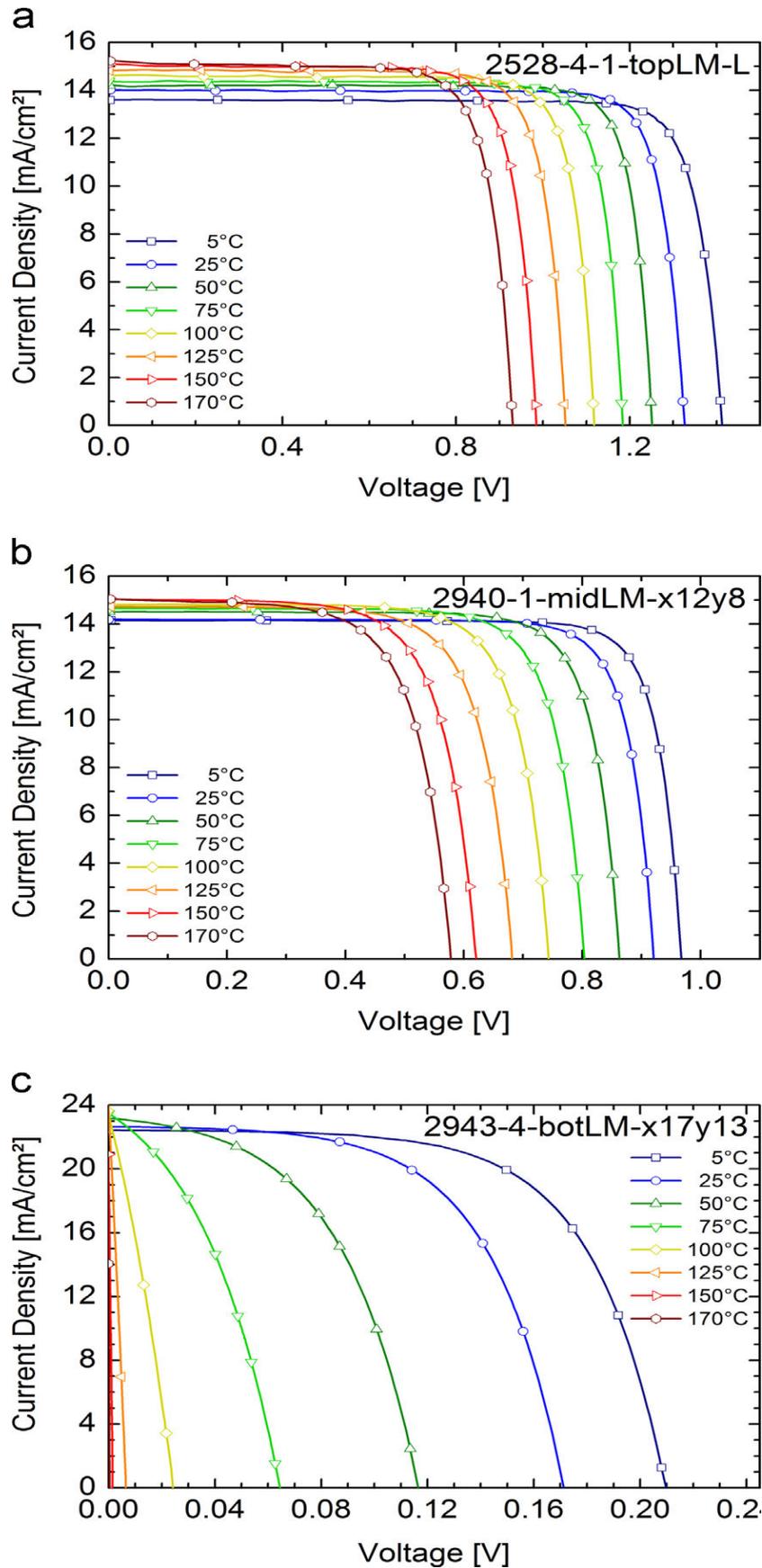


Figure (II-5) : Courbes I-V à 1 soleil des trois sous-cellules du composant ((a) sous-cellule du haut $Ga_{0.50}In_{0.50}P$, (b) sous-cellule du milieu $Ga_{0.99}In_{0.01}As$, et (c) sous-cellule du bas Ge) pour différentes températures [102].

II-2-3 Les caractéristiques $I-V$ sous une irradiation concentrée :

La dépendance en température des courbes $I-V$ des trois sous-cellules du composant pour des ratios de concentration de 10, 50, 100, 500, 750, 1000 et 3000 ont été mesurés à un simulateur de flash du soleil [102].

À titre d'exemple, la figure (II-6) montre les courbes $I-V$ à un ratio de concentration de 500. Comme on peut le voir sur le graphique, à basse température, les courbes $I-V$ de la sous-cellule du haut $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$ montre un comportement anormal ; près de V_{oc} une flexion inhabituelle de la courbe $I-V$ est observée. L'évaluation des mesures sous concentration a montré que l'importance de cet effet augmente avec l'augmentation des ratios de concentration et diminue avec l'augmentation de la température, alors qu'elle n'est pas observée à des températures élevées et de faibles concentrations. Dans les références [111-112], un comportement anormal similaire avec les mêmes dépendances de la température et du rayonnement a été observé sur les cellules mono-jonctions GaAs. Il pourrait être attribué à une barrière de potentiel des porteurs majoritaires au niveau des hétéro-interfaces de la surface avant ou arrière des couches du champ de la jonction pn. Ainsi, dans des conditions du circuit ouvert où le courant est nul, son influence est supposée être négligeable.

La famille des courbes de la sous-cellule du milieu $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ ne présente pas un comportement inattendu. Un décalage continu de la courbe est observé avec l'augmentation de la concentration et de la température. En comparaison avec la sous-cellule du haut, la sous-cellule du milieu montre une plus grande pente de la courbe $I-V$ à V_{oc} , ce qui indique moins d'influence de la résistance série. Ce comportement peut s'expliquer par la différente métallisation de la grille avant et la part absente de la résistance série de la conduction latérale à travers l'émetteur de la sous-cellule du haut.

Pour la sous-cellule du bas Ge, la figure (II-6)-(c) donne en outre un aperçu de l'effet d'effondrement de la courbe $I-V$ à des températures élevées, comme observé aux conditions de 1 soleil. À $C = 500$, aucun effondrement de la courbe $I-V$ n'est observé sur toute la gamme de la température. Des analyses de toutes les irradiances mesurées ont montré que cet effet est progressivement supprimé en augmentant l'irradiances. La pente réduite à V_{oc} en vertu de la concentration indique en outre une influence accrue de la résistance série. Comme la concentration et ainsi le courant augmente, la résistance série devient plus leader influente sur le changement du coude de la courbe $I-V$ pour des tensions plus bases. Pour les températures élevées, où V_{oc} est réduite et la courbe $I-V$ est décalée vers la gauche, l'effet de la résistance série conduit même à un changement du coude de la courbe $I-V$ pour des tensions négatives. Ce comportement influe sur le courant du court-circuit mesuré, qui est pour des grandes températures diminue considérablement au dessous du photocourant. Pour cette raison, la détermination du ratio de concentration, l'équation (II.15) devient invalide. Dans ces cas, la densité du photocourant J_{ph}^{meas} est supposée être donnée par la valeur où la densité du courant se sature à des tensions négatives, $J_{saturation}^{meas}(T)$, i.e. approximativement l'intersection avec la bordure du graphique de la figure (II-6)-(c). Par conséquent, l'expression suivante a été utilisée [102]:

$$C = \frac{J_{ph}^{meas}(T)}{J_{ph}^{1X}(T)} \quad (\text{II. 17})$$

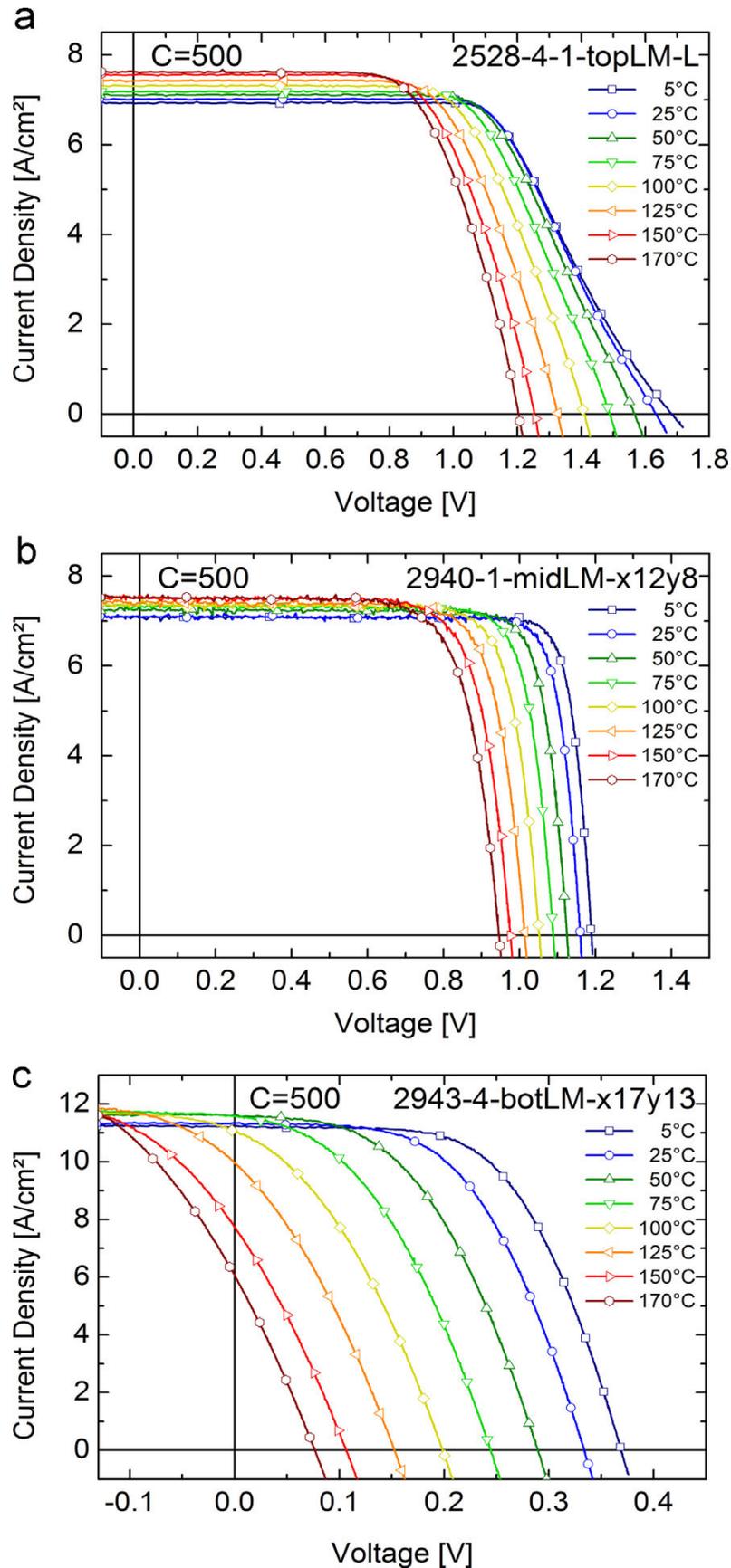


Figure (II-6) : Les courbes I-V des trois sous-cellules du composant ((a) sous-cellule du haut Ga_{0.50}In_{0.50}P, (b) sous-cellule du milieu Ga_{0.99}In_{0.01}As, et (c) sous-cellule du bas Ge) à un ratio de concentration de 500 et à diverses températures [102].

Sur la base de l'exemple de la mesure à 100°C, La figure (II-7) illustre plus clairement l'influence de l'augmentation du ratio de concentration sur la courbe I - V de la sous-cellule du bas Ge. Dans le graphique, les courbes I - V à différents ratios de concentration sont tracées et normalisées à un photocourant de l'unité, i.e. $J_{sc}^{meas}(T) = 1$ pour des ratios de concentration jusqu'aux 100 et $J_{saturation}^{meas}(T) = 1$ pour des ratios de concentration de 500 et au dessus. Les flèches sur le graphique illustrent l'effet de la concentration croissante. La V_{oc} augmente et, ainsi, s'oppose à la tendance de l'effondrement de la courbe I - V induit de la température; le facteur de remplissage augmente. Simultanément, l'augmentation de l'influence de la résistance série conduit à une diminution du facteur de remplissage en raison de la réduction de la pente à la branche descendante de la courbe I - V .

La combinaison de ces deux effets détermine le point de puissance maximale. Comme la concentration augmente, jusqu'à $C = 100$, le point de puissance maximale se décale vers des tensions plus élevées. Ensuite, pour des ratios de concentration de 500 et au-dessus, la résistance série domine le comportement et le point d'inflexion de la courbe I - V est décalé vers les tensions négatives, accompagné d'une diminution importante du courant du court-circuit.

Le facteur de remplissage représente une mesure de ce comportement balance. Dans la Figure (II-8), il est représenté en fonction du ratio de concentration; la famille des courbes représente la gamme de la température étudiée. Dans un premier temps, pour toutes les températures, le facteur de remplissage augmente avec l'augmentation du ratio de concentration jusqu'à ce qu'il atteigne un plateau à environ $C = 50$. Pour les ratios de concentration supérieurs à 100, ce comportement s'inverse et le facteur de remplissage diminue avec l'augmentation en plus de la concentration en raison du décalage du point d'inflexion de la courbe I - V et la forte baisse du courant du court-circuit.

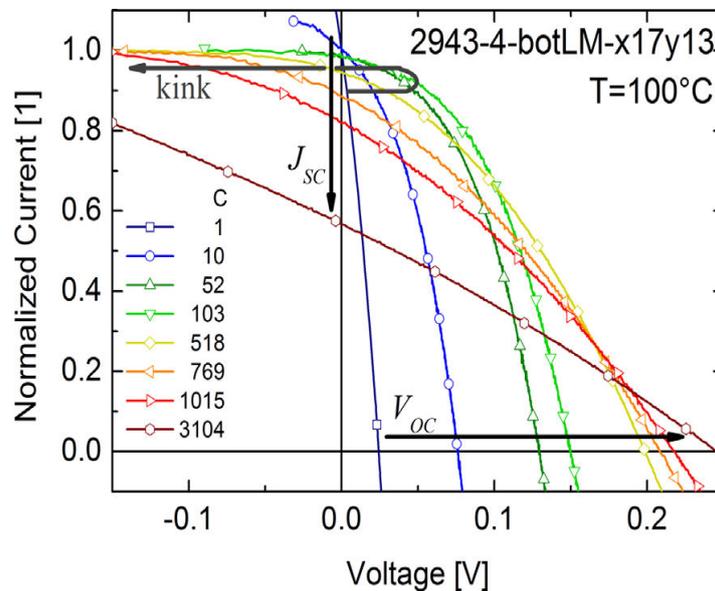


Figure (II-7) : Influence du ratio de concentration sur la sous-cellule du bas Ge [102].

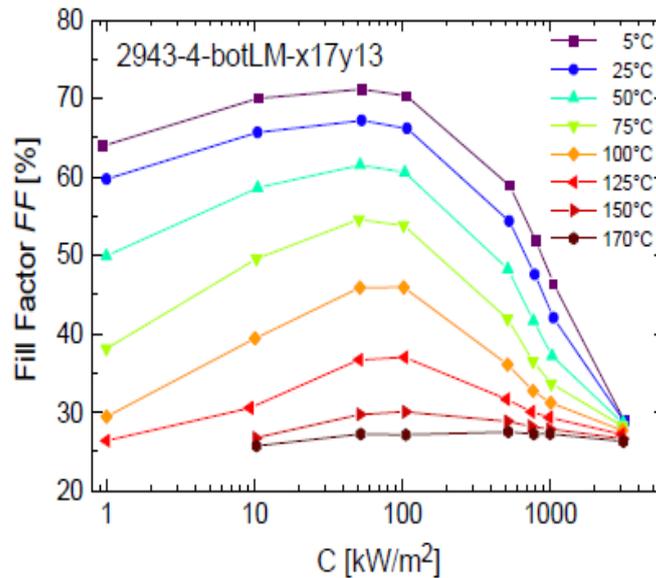


Figure (II-8) : Tracé du facteur de remplissage de la sous-cellule du bas Ge en fonction du ratio de concentration pour toutes les températures étudiées [102].

II-2-4 Le rendement :

Dans la Figure (II-9), les rendements des sous-cellules du composant en tant que fonction de ratio de concentration sont illustrés pour différentes températures. Le rendement de la sous-cellule du milieu montre un comportement typique. Lorsque la température augmente, le rendement maximal se décale vers l'irradiance élevée : Un pic à 5°C et à un ratio de concentration d'environ 500, et un deuxième pic à 170°C et aux ratios de concentration entre 750 et 1000. Ce comportement peut être expliqué par une diminution de la résistance série avec l'augmentation de la température. En outre, avec l'augmentation du ratio de concentration, une réduction de la sensibilité à la température est observée. Pour la sous-cellule du haut, à des ratios de concentration élevés, l'apparition de la dépendance en température de la majorité de l'effet de la barrière de potentiel (Fig. (II-6)-(a)) a conduit à une baisse supplémentaire du rendement. À 5°C le rendement atteint son maximum autour d'un ratio de concentration de 10. Avec cette augmentation de la température, ce maximum décale vers les ratios de concentration élevés, parce que l'influence négative de la barrière diminue. À 170°C, le rendement a son maximum entre les ratios de concentration de 100 et 500. En outre, similaire à la sous-cellule du milieu, la baisse du rendement induite de la température est réduite comme le ratio de concentration augmente. En ce qui concerne la sous-cellule du bas, le rendement présente des similitudes avec le comportement du facteur de remplissage. Ce comportement provient des effets déjà décrits ci-dessus. Il convient de noter que, pour des températures supérieures à 125°C, le rendement de la sous-cellule du bas Ge est inférieur à 0.5% pour toutes les irradiances [102].

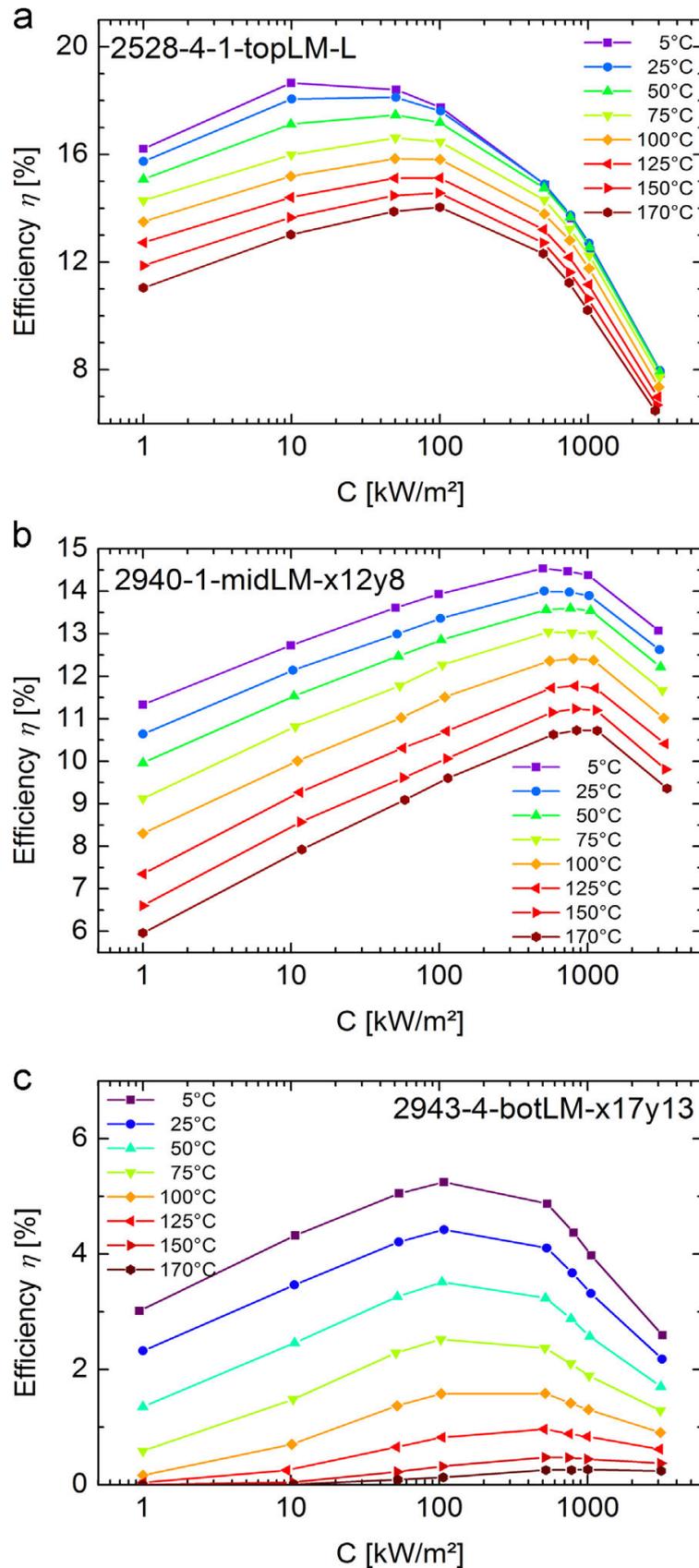


Figure (II-9) : Graphique des rendements des trois sous-cellules du composant ((a) sous-cellule du haut $Ga_{0.50}In_{0.50}P$, (b) sous-cellule du milieu $Ga_{0.99}In_{0.01}As$, et (c) sous-cellule du bas Ge) en fonction du ratio de concentration pour différentes températures [102].

II-2-5 La tension du circuit ouvert :

La dépendance en température de la tension du circuit ouvert V_{oc} des trois sous-cellules est représentée dans la Figure (II-10). Pour toutes les trois sous-cellules, V_{oc} augmente avec l'augmentation du ratio de concentration et diminue lorsque la température augmente. Pour la sous-cellule du bas Ge, à des ratios de concentration 1 et 10, V_{oc} disparaît dans la gamme de la température étudiée. Proche du zéro V_{oc} présente un comportement de saturation. Le début de cette saturation à des températures élevées est observé pour des ratios de concentration jusqu'aux 100 [102].

Les données mesurées ont été montées sur un modèle d'analyse de la tension du circuit ouvert $V_{oc}(T, C)$ en fonction de la température T et du ratio de concentration C . Le modèle appliqué peut être dérivé comme une étape intermédiaire de la dérivation de dV_{oc}/dT tel que présenté par Nishioka et al. [113]. Il est basé sur l'approximation de la cellule solaire à une seule diode et l'hypothèse de la recombinaison de vrac dominante. Le modèle est donné par l'expression suivante:

$$V_{oc}(T, C) = \frac{E_g(T)}{q} - \frac{K_B T}{q} \left[\ln \left\{ \frac{q N_C^{300K} N_V^{300K} L^{300K}}{N_A \tau^{300K}} \right\} + \left(3 + \frac{\gamma}{2} \right) \ln \left\{ \frac{T}{300K} \right\} \right] + \frac{K_B T}{q} \ln \{ C J_{sc}^{1\chi}(T) \} \quad (\text{II. 18})$$

Où N_C^{300K} et N_V^{300K} sont les densités d'états effectives à 300K dans la bande de conduction et la bande de valence, respectivement, N_A est la concentration du dopant dans la base, L^{300K} et τ^{300K} sont la longueur de diffusion et la durée de vie des porteurs minoritaires dans la base à 300K, respectivement, et γ est un paramètre qui décrit la dépendance en température de sa loi de puissance $L/\tau \propto T^{\gamma/2}$ (telle que proposée par Sze [114]). Notez que la dépendance en température des paramètres N_C , N_V et L/τ a été séparée à partir des valeurs respectives à 300K afin d'obtenir une expression explicite de la température. A noter aussi qu'au premier ordre, la tension du circuit ouvert est déterminée par la largeur de la bande interdite $E_g(T)$ du semi-conducteur, qui diminue lorsque la température augmente (Eq (II-16)). Toutes les autres quantités apparaissent en termes logarithmiques, pondérées par la tension thermique $K_B T/q$. La dépendance de l'irradiance est explicitement donnée par le dernier terme où le ratio de concentration figure en logarithme.

Les traits pleins sur la figure (II-10) représentent des ajustements des données mesurées à l'équation (II.18). Comme le modèle n'est pas en mesure de décrire la région de saturation proche du zéro, ces valeurs ont été négligées pendant la procédure d'ajustement [102]. L^{300K}/τ^{300K} et γ constituent les deux paramètres d'ajustement, les autres quantités sont connues : le dopage-base N_A , la densité du courant du court-circuit à un soleil $J_{sc}^{1\chi}$ mesurée ou prises de la littérature, les densités d'états effectives à 300K, N_C^{300K} et N_V^{300K} , la bande interdite $E_g(T)$ des références [115-116]. Comme on peut le voir sur la figure (II-10), les ajustements correspondent bien aux données mesurées. Par conséquent, on suppose que le modèle présenté, décrit bien la dépendance de V_{oc} de la température et de l'irradiance.

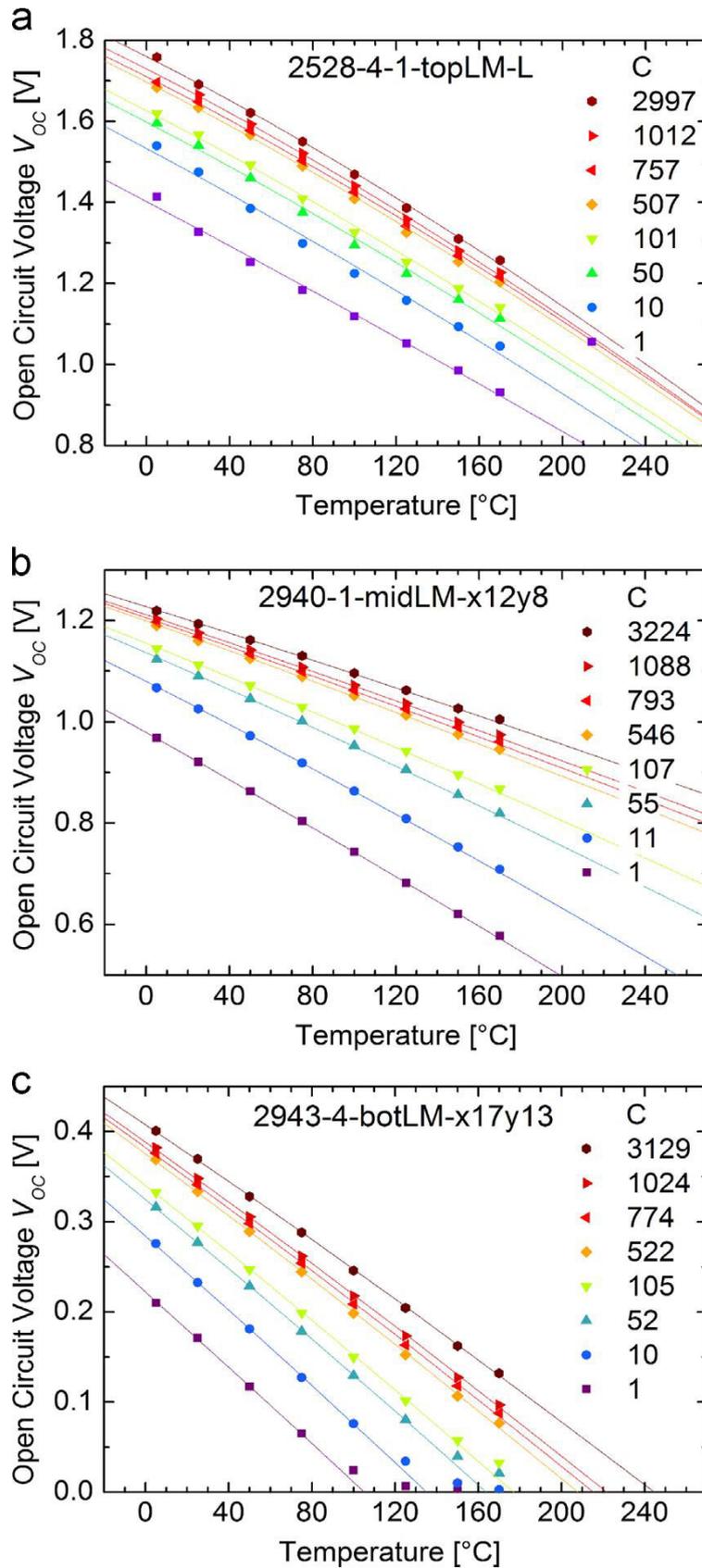


Figure (II-10) : La dépendance des tensions du circuit ouvert de la température ((a) sous-cellule du haut $Ga_{0.50}In_{0.50}P$, (b) sous-cellule du milieu $Ga_{0.99}In_{0.01}As$, et (c) sous-cellule du bas Ge) pour divers ratios de concentrations [102].

L'analyse de la pente de $V_{oc}(T)$ montre que pour les sous-cellules du milieu et du bas, l'amplitude de dV_{oc}/dT diminue visiblement avec l'augmentation du ratio de concentration, comme prévu dans le dernier terme dans l'équation (II.18). Opposé à cela, les données de la sous-cellule du haut indiquent que sa sensibilité à la température augmente à mesure que le ratio de concentration augmente [102].

La figure (II-11) montre la dépendance des coefficients de la température relative $TC_{rel}(V_{oc})$ de l'irradiance des trois sous-cellules (symbole plein). En plus des résultats des mesures des sous-cellules constitutives, les données de la littérature des cellules à une seule jonction fabriquées en GaInP, GaAs et Ge des références [110-117] (symbole ouvert) et des sous-cellules du haut et du milieu du composant à partir de la référence [118] (symbole plus) sont présentées à titre de comparaison. Afin de permettre une comparaison raisonnable avec ces données de la littérature, les coefficients de la température sont représentés graphiquement en fonction de la densité du photocourant. Un graphique directe par rapport au ratio de concentration C ne serait pas comparable, puisque C constitue une grandeur auxiliaire alors V_{oc} dépend directement de la densité du photocourant J_{ph} . Cependant, parce que dans les sous-cellules du milieu et du bas du composant, les couches situées au-dessus absorbent une partie importante du rayonnement incident, la densité des porteurs photo-générés, et donc la densité du photocourant J_{ph} diffèrent significativement aux cellules mono-jonctions correspondantes, sous une irradiance constante ($C \times 1000 \text{ W/m}^2$). Puisque J_{ph} n'est pas connue pour les données de la littérature, des valeurs typiques à $T = 25^\circ\text{C}$ ont été estimées pour la construction du graphique (tableau (II-1)). En outre, dans la référence [118], seulement les coefficients de la température absolue sont présentés et, par conséquent, les données de V_{oc} à $T = 25^\circ\text{C}$ ont été estimées dans les mesures, afin de déterminer les coefficients de la température relative estimés (Tableau (II-1)) [102].

Pour Ga(In)As et Ge un bon accord avec les données de la littérature existantes est observé, alors que la comparaison de la sous-cellule du haut de GaInP avec les données de la littérature montre un écart et indique une pente réduite de $TC_{rel}(V_{oc})$ de la cellule du haut du composant $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$. Dans ce contexte, il est indiqué que l'effet de la structure observé est un défaut dans cette cellule (il est expliqué comme une barrière de potentiel des porteurs majoritaires) augmente également avec l'augmentation du ratio de concentration [102].

On notera qu'en dehors de l'écart de la sous-cellule du haut, un matériau de grand gap d'une cellule solaire ainsi une grande V_{oc} , est caractérisé par une sensibilité inférieure à la température relative. En outre, pour tous les matériaux, la magnitude du coefficient de la température relative décroît de façon presque logarithmique quand l'irradiance augmente. Pour les hautes irradiances les mesures indiquent une tendance à l'atténuation, en particulier pour le matériau Ge [102].

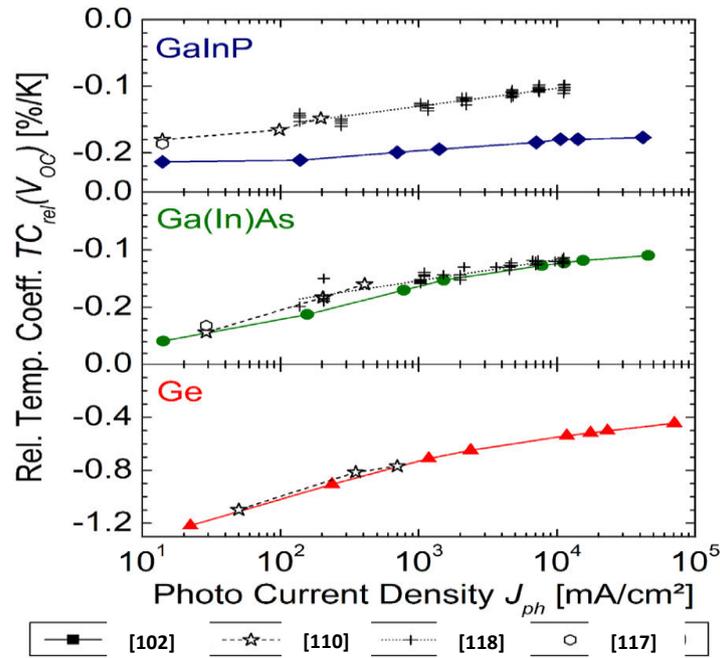


Figure (II-11) : Graphique de la dépendance des coefficients de la température relative de la tension du circuit ouvert de l'irradiance pour les trois sous-cellules [102].

Matériau	Cellule mono-jonction (estimation pour les références [110-117].	Cellule du composant (estimation pour la référence [118]).	Cellule du composant (mesure) [118].
	J_{sc}^{1X} [mA /cm ²]	J_{sc}^{1X} [mA /cm ²]	J_{sc}^{1X} [mA /cm ²]
GaInP	14	14	14.0
Ga(In)As	29	14	14.2
Ge	50		22.6
		V_{oc} [V]	
GaInP		$1.387 + 0.039 \ln C$	
Ga(In)As		$0.958 + 0.032 \ln C$	

Tableau (II-1) : Liste des valeurs estimées de J_{sc}^{1X} et V_{oc} pour les cellules solaires mono-jonctions et du composant à partir de la littérature en comparaison avec les données mesurées des cellules du composant étudié à la température de 25°C [102].

II-2-6 La température limite :

La température limite T_{limit} des sous-cellules respectives est définie comme la température à laquelle la V_{oc} s'annule [102]. Par conséquent, elle constitue une limite supérieure pour la température de fonctionnement. Une estimation de la température limite peut être déduite en utilisant le modèle de $V_{oc}(T, C)$ (Eq. (II.18)) et les données ajustées de V_{oc} (Fig. (II-10)). Il est remarquable que pour $Ga_{0.50}In_{0.50}P$ et $Ga_{0.99}In_{0.01}As$ l'extrapolation aux rangs de $V_{oc} = 0$ est vaste au-delà de la mesure la plus élevée de la température de 170°C. La figure (II-12) montre les températures limites résultantes en fonction de la densité du photocourant pour les trois sous-cellules du composant. Pour Ge des données de la littérature supplémentaires de la référence [110] sont représentées. Les trois sous-cellules montrent une tendance d'augmentation logarithmique avec l'augmentation du photocourant (lignes continues). Le graphique peut être interprété comme suite [102]: coordonnées (i.e. Les paires de densité du photocourant et la

température) qui se trouvent au-dessus des lignes de tendance, décrivent les conditions d'exploitation au cours de laquelle la sous-cellule respective ne contribue pas à la puissance de sortie de l'unité multi-jonction, car V_{oc} a chuté à zéro.

Pour $C = 1$, il est conclu qu'un gap plus grand, également V_{oc} plus élevée est accompagné par une température limite plus élevée. Donc, une température supérieure de baisse induite est requise pour atteindre la tension nulle. Comme l'irradiance croît et, ainsi J_{ph} , la sous-cellule du haut $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$ s'écart de ce comportement. Sa température limite est inférieure à celle de la sous-cellule du milieu $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ aux irradiances élevées. Ce comportement est le résultat du comportement de V_{oc} précédemment observé, à savoir sa sensibilité à la température augmente à mesure que l'irradiance augmente.

En ce qui concerne la sous-cellule Ge du bas, La figure (II-12) montre que la température limite se trouve dans des conditions d'exploitation pour les applications spatiales et se rapproche de celles des systèmes CPVT (Hybrid Concentrating Photovoltaic and Thermal systems) [102]. Dans ces conditions, elle ne contribue pas à la puissance de sortie de la cellule à triple-jonction associée. En outre, la sous-cellule Ge peut même constituer une charge de puissance, puisque la limitation du courant causée par la sous-cellule du haut et du milieu, peut conduire à une tension d'exploitation négative sur la courbe I - V de la sous-cellule du bas (Fig. (II-6)). Par conséquent, aux hautes températures, le dispositif à triple-jonction GaInP/GaInAs/Ge peut même avoir une tension inférieure à celle du dispositif à double-jonction GaInP/Ga(In)As .

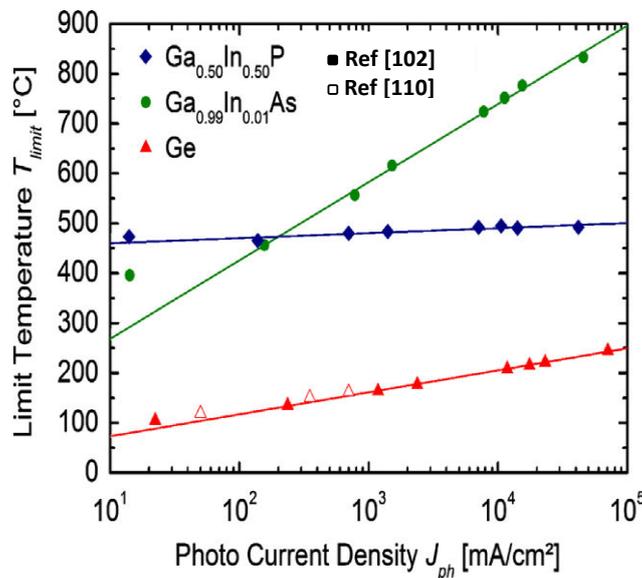


Figure (II-12) : La dépendance des températures limites T_{limit} de l'irradiance des trois sous-cellules du composant (symboles) tracée en fonction de la densité du photocourant [102].

Cette observation est importante pour la conception des générateurs solaires utilisés dans des conditions d'exploitation proches ou au-dessus de la température limite : pour les missions spatiales à haute température, les cellules solaires à multi-jonctions basées sur une sous-cellule du bas de Ge ne sont pas adaptées. Dans ce cas, un dispositif à double-jonction du réseau apparié cultivé sur GaAs conduit à une puissance de sortie égale ou même supérieure. Toujours dans les applications CPVT, où les températures élevées sont accompagnés par des

ratios de concentration élevés, des conditions de fonctionnement typiques se rapprochent à la température limite de Ge. Ici, la différence de la puissance de sortie entre les cellules à doubles et à triples-jonctions devient faible ou même négligeable. Cette équivalence pratique a des répercussions sur l'adéquation des architectures des cellules solaires avancées telles que le concept des modules interconnectés monolithique (MIM) [119]. L'ensemble du réseau dense CPVT récepteurs des MIMs est avantageux, en raison des pertes de la zone base. Le concept MIM nécessite un substrat semi-isolant, Ainsi, seulement un MIM à double-jonction cultivé sur GaAs (i.e. sans sous-cellule du bas en Ge) a été réalisé [120-121]. Cependant, en vertu des conditions de fonctionnement s'approchant de la température limite de Ge, la différence entre les dispositifs à doubles et à triples-jonctions devient négligeable.

En outre, pour des applications spatiales et CPVT, il serait avantageux de remplacer la sous-cellule du bas en Ge par un matériau de gap plus grand avec une sensibilité à la température réduite et une température limite élevée. Les développements récents des technologies comme la plaquette de liaison et les techniques de croissance inversées, explorent des candidats prometteurs pour une réalisation des concepts des cellules à multi-jonctions avec trois ou plusieurs jonctions où la(es) sous-cellule(s) inférieure(s) caractérisée(s) par des températures limites plus élevées. Cependant, au cours de la phase de conception pour des nouvelles structures des cellules solaires, la dépendance de l'irradiance et la température de fonctionnement doivent être envisagées.

III- L'irradiation de la cellule solaire à triple-jonction par des protons aux divers énergies :

III-1 Expériences :

La figure (II-13)-(a) montre une schématique de la cellule solaire à triple-jonction utilisée dans ces expériences [122], les sous-cellules du haut, du milieu et du bas sont constituées de : 0.5 μm d'épaisseur $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$, 5 μm d'épaisseur GaAs et 140 μm d'épaisseur Ge, respectivement. Chaque sous-cellule est connectée par une jonction tunnel. La surface est recouverte par un revêtement anti reflet (ARC anti-reflection coating). La taille de la cellule est de 2cm \times 2cm. Les propriétés initiales représentatives sont illustrées dans le tableau (II-2).

L'irradiation par des protons a été effectuée aux accélérateurs d'ion pour les applications avancées des radiations au Takasaki, l'agence de l'énergie atomique du Japon [122]. Les cellules solaires à triples-jonctions ont été irradiées par des faisceaux des protons d'énergies de 30 keV, 150 keV, 3 MeV ou 10 MeV, d'influence allant jusqu'aux 10^{12} , 10^{12} , 10^{14} ou 10^{13} ions/cm², respectivement. Comme représenté sur la figure (II-13)-(b), les protons d'énergie 30 keV s'arrêtent dans la sous-cellule du haut InGaP. Ceci indique que les protons de 30 keV causent des dommages uniquement dans la sous-cellule du haut InGaP. De même, les protons de 150 keV causent des dommages dans la sous-cellule InGaP du haut et la sous-cellule GaAs du milieu. D'autre part, les protons de 3 et 10 MeV causent des dommages dans toutes les sous-cellules, de sorte que les premiers protons (3 MeV) s'arrêtent dans la sous-cellule du bas Ge et les derniers (10 MeV) passent à travers la cellule à 3J. Les expériences d'irradiation par quatre différentes énergies des protons ont été réalisées pour causer des dommages dans une région spécifique ou l'ensemble de la cellule solaire à 3J. Le flux d'irradiation a été maintenu

sous 5×10^{10} ions/cm² pour éviter l'échauffement des échantillons. Les conditions d'irradiation par protons sont également figurées au tableau (II-2).

Les caractéristiques *I-V* sous AM0, 1 soleil (0.1367 W/cm²) et la réponse spectrale ont été mesurées avant et après l'irradiation des protons pour l'évaluation des propriétés électriques [122].

Cible	Cellule solaire à triple-jonction InGaP/GaAs/Ge				
	$I_{sc} = 66$ mA	$V_{oc} = 2.5$ V	$P_{Max} = 0.14$ W	$FF = 0.86$	$\eta = 28\%$
Ion	H ⁺ (Proton)				
Flux d'irradiation	$< 5 \times 10^{10}$ ions/cm ² s				
Energie d'ion	30 keV	150 keV	3 MeV	10 MeV	
Fluences	$10^{10}, 10^{11}, 10^{12}$	$10^{10}, 10^{11}, 10^{12}$	$10^{12}, 10^{13}, 10^{14}$	$10^{12}, 10^{13}$	

Tableau (II-2) : Les conditions d'irradiation par protons et les propriétés initiales représentatives des cellules solaires à triples-jonctions [122].

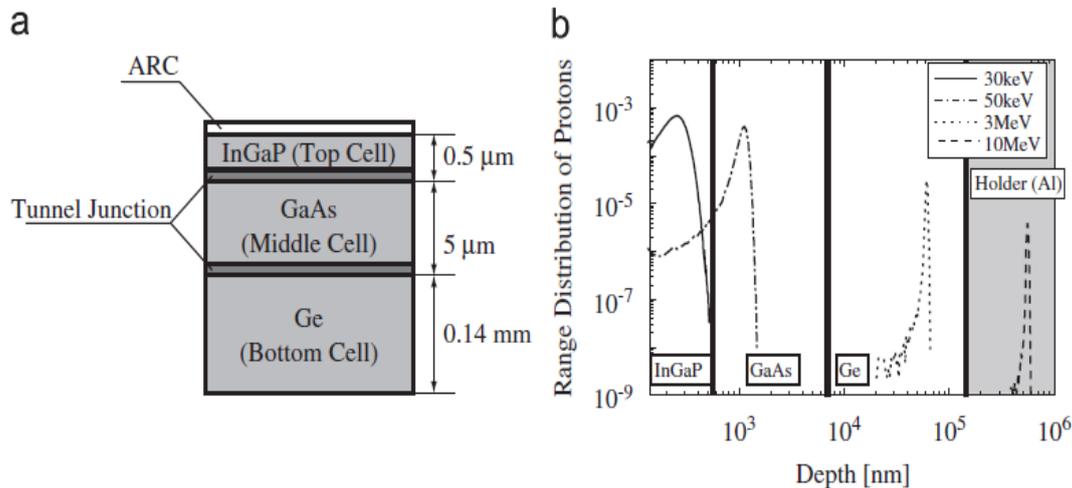


Figure (II-13) : (a) Représentation schématique d'une cellule solaire à triple-jonction et (b) la distribution des rangs des protons dans la cellule solaire à triple-jonction calculée à partir de SRIM [122].

III-2 Les procédures de modélisation :

III-2-1 Réglage des paramètres :

Pour le calcul de la performance de sortie, les valeurs des propriétés physiques (par conséquent, déjà installées dans PC1D) par défaut ont été utilisées en tant que paramètres des sous-cellules GaAs et Ge, excepter la concentration des porteurs intrinsèques de GaAs. 1.79×10^6 /cm³ a été utilisée pour la concentration des porteurs intrinsèques de GaAs [123]. Étant donné que les paramètres physiques d'InGaP ne sont pas installés dans PC1D, ces valeurs étaient ceux cités dans les revues et le site Web [123-124]. Les valeurs sont représentées sur le tableau (II-3). Les valeurs des vitesses de recombinaison de la surface avant et arrière augmentent en fonction de la fluence du proton [122].

Paramètres InGaP	
Réflectance de surface	Valeurs expérimentales
Mobilité des électrons (300K) μ_e	2500 (min), 3000 (max) $\text{cm}^2/\text{V.s}$
Mobilité des trous (300K) μ_h	80 $\text{cm}^2/\text{V.s}$
Énergie du gap	1.86 eV
Concentration des porteurs (300K)	1200/ cm^3 [123]
Indice de réfraction	3.6036 [128]
Coefficient de recombinaison Auger (n, p)	$5 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$ [125]
Coefficient de recombinaison bande à bande	$1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ [124]
La durée de vie des porteurs minoritaires $\tau_{n \text{ SRH}}$ (initiale)	50 ns
La durée de vie des porteurs majoritaires $\tau_{p \text{ SRH}}$ (initiale)	100 ns
Paramètres GaAs	
Concentration des porteurs (300K)	$1.79 \times 10^6 / \text{cm}^3$ [125]
La durée de vie des porteurs minoritaires $\tau_{n \text{ SRH}}$ (initiale)	15 μs
La durée de vie des porteurs majoritaires $\tau_{p \text{ SRH}}$ (initiale)	10 μs
Paramètres Ge	
La durée de vie des porteurs minoritaires $\tau_{n \text{ SRH}}$ (initiale)	20 ms
La durée de vie des porteurs majoritaires $\tau_{p \text{ SRH}}$ (initiale)	40 ms

Tableau (II-3) : Réglage des paramètres [122].

III-2-2 Méthode de modélisation :

Les détails de la modélisation de la dégradation du rayonnement en utilisant PC1D sont comme suite. Comme le montre la figure (II-14), la cellule solaire à triple-jonction est divisée en trois pièces pour éviter l'échec de la convergence sous le fonctionnement de PC1D: une sous-cellule InGaP, une sous-cellule GaAs sous une couche de filtrage InGaP de type p et une sous-cellule Ge sous une couche de filtrage GaAs de type p. On a supposé que ces sous-cellules sont connectées en série. La couche de filtrage InGaP de type p sur la sous-cellule GaAs a été réglée pour avoir la même structure et les mêmes propriétés physiques que celles de la sous-cellule du milieu GaAs (épaisseur, durée de vie des porteurs, concentration des porteurs, la vitesse de recombinaison en surface). Cependant, la couche de filtrage n'a pas des couches d'émetteur n^+ et du champ p^+ de la surface arrière (BSF : back surface field). C'est la même chose pour la couche de filtrage GaAs de type p sur la sous-cellule Ge. Afin d'ajuster des rendements quantiques pour des longueurs d'ondes inférieures à 350 nm, une couche de filtrage sur la sous-cellule InGaP a également été prise en compte [122].

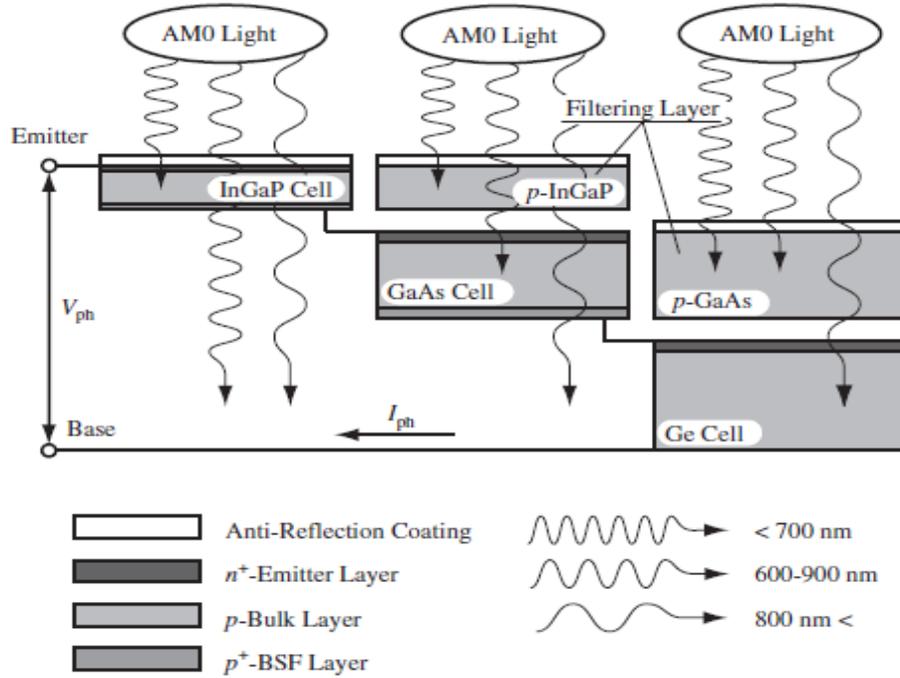


Figure (II-14) : La structure de la cellule solaire à triple-jonction utilisée dans cette étude [122].

Dans ce modèle, lorsque la lumière AM0 illuminant la cellule, la sous-cellule InGaP n'absorbe que la lumière de longueur d'onde plus courte que 700 nm. La sous-cellule GaAs absorbe seulement la lumière de longueur d'onde moyenne (600-900nm) car la lumière de longueur d'onde plus courte est absorbée par la couche de filtrage InGaP de type p. La sous-cellule Ge absorbe seulement la lumière de longueur d'onde plus longue que 800 nm pour la même raison. Dans ce cas, il est possible de supposer que le courant du court-circuit (I_{sc}) de la cellule solaire à triple-jonction est égale au plus faible courant du court-circuit I_{sc} dans les trois sous-cellules (InGaP, GaAs, et Ge) et la tension du circuit ouvert (V_{oc}) de la cellule solaire à triple-jonction est la somme de leurs V_{oc} [122]:

$$I_{sc} = \min I_{sc,i} , \quad V_{oc} = \sum_i V_{oc,i} \quad i = (\text{InGaP}, \text{GaAs}, \text{Ge}) \quad (\text{II. 19})$$

Lorsque les cellules solaires à triples-jonctions ont été irradiées avec des faisceaux de protons, deux propriétés physiques ont été utilisées comme paramètres de dégradation : la durée de vie des porteurs (la longueur de diffusion) et la concentration des porteurs de la couche de type p de la base. La durée de vie des porteurs minoritaires effective τ_{eff} de la couche de la base est représentée par [122]:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_{Aug}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{S_F + S_R}{2d} = Bp + Cp^2 + \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{S_F + S_R}{2d} \quad (\text{II. 20})$$

Où τ_B , τ_{Aug} et τ_{SRH} sont la durée de vie de la recombinaison bande à bande, la durée de vie de la recombinaison Auger et la(es) durée(s) de vie(s) de la recombinaison piège-assisté (SRH : Shockley-Read-Hall), respectivement. S_F et S_R désignent les vitesses de recombinaison de la surface avant et arrière [cm.s^{-1}], respectivement ; d , B , C et p sont l'épaisseur [cm], le coeffi-

cient de la recombinaison de bande à bande [$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$], le coefficient de la recombinaison Auger [$\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$], et la concentration des porteurs de type p de la base [cm^{-3}], respectivement. Dans cette équation, τ_{SRH} diminue et les deux S_F et S_R augmentent avec la fluence des protons. En utilisant τ_{eff} , la longueur de diffusion des porteurs minoritaires L s'exprime [122]:

$$L = \sqrt{D\tau_{\text{eff}}} \quad (\text{II. 21})$$

Où D est le coefficient de diffusion [$\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]. Afin de s'adapter les rendements quantiques externes (EQEs) des cellules solaires à triples-jonctions irradiées par protons, les valeurs de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires (majoritaires), la concentration des porteurs dans la couche de la base de type p, et la vitesse de recombinaison de la surface avant (arrière) ont été variées. Compte tenu des paramètres décrits ci-dessus, les EQEs des cellules solaires à triples-jonctions dégradées par rayonnement ont été ajustés aux données expérimentales [122]. Puis, I_{sc} et V_{oc} ont été estimés en utilisant les paramètres obtenue par adaptation. Par la suite, les résultats estimés ont été comparés avec les résultats expérimentaux (I_{sc} et V_{oc}). En outre, le taux d'enlèvement des porteurs (R_C) [cm^{-1}] et le coefficient de dommage (K_L) dans chaque sous-cellule ont été calculés à partir de la dépendance de L et p de la fluence des protons en utilisant les équations suivantes [126-127] :

$$p_\phi = p_0 \exp\left(\frac{-R_C \phi}{p_0}\right) \quad (\text{II. 22})$$

$$\frac{1}{L_\phi^2} = \frac{1}{L_0^2} + K_L \phi \quad (\text{II. 23})$$

Dans ces équations, ϕ désigne la fluence d'irradiation du proton [cm^{-2}]. Les indices 0 et ϕ se réfèrent, respectivement, aux conditions initiale et après irradiation.

III-3 Résultats et discussion :

Le changement des EQEs des cellules solaires à triples-jonctions grâce à l'irradiation des protons de 3 MeV est représenté sur la figure (II-15). Les EQEs des sous-cellules GaAs et Ge sont dégradés intensément par l'irradiation des protons à $10^{14}/\text{cm}^2$. D'autre part, la sous-cellule InGaP reste la même après cette irradiation. Ceci montre que la sous-cellule InGaP a une durété supérieure au rayonnement par rapport aux sous-cellules GaAs et Ge. On peut également voir que la dégradation de la sous-cellule Ge se produit à partir de la région de grande longueur d'onde. La figure (II-16) montre les comportements des dégradations d'EQEs pour les cellules solaires à triples-jonctions dues à l'irradiation des protons de 30 keV, 150 keV ou 10 MeV. Les résultats des calculs de PC1D ont bien reproduit les EQEs. En particulier, la figure (II-15)-(d) (l'irradiation $10^{14}/\text{cm}^2$) est un résultat remarquable. Le résultat indique qu'il est possible de s'adapter l'EQE même dans le cas d'une telle grave dégradation en utilisant cette méthode. Il convient également de noter que l'EQE d'InGaP de longueur d'onde plus grande est principalement détérioré par les irradiations des protons qu'ils sont au-dessus de 150 keV, tandis que celui des plus courtes longueurs d'onde est également intensément détérioré dans le cas des irradiations des protons de 30 keV.

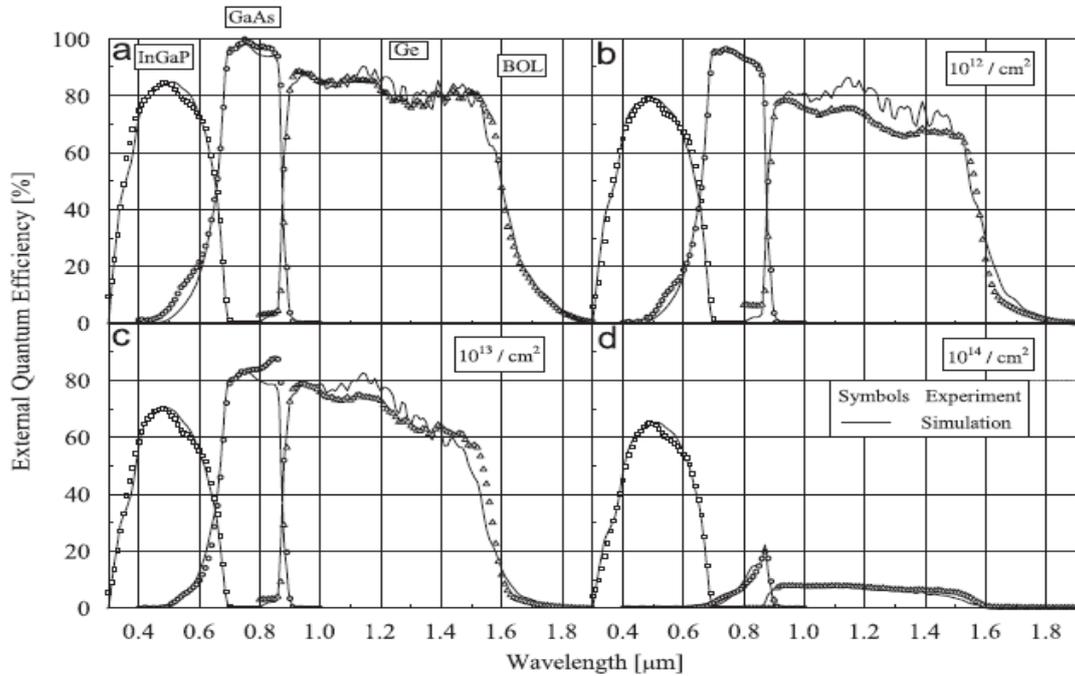


Figure (II-15) : Les rendements quantique externes (EQEs) de la cellule solaire à triple-jonction irradiées par des protons de 3 MeV. Carrés, cercles et triangles sont, respectivement, EQE de InGaP, GaAs et Ge. Les lignes continues sont les résultats de simulation : (a) avant l'irradiation et (b), (c) et (d) après irradiation de 10^{12} , 10^{13} et $10^{14}/\text{cm}^2$, respectivement [122].

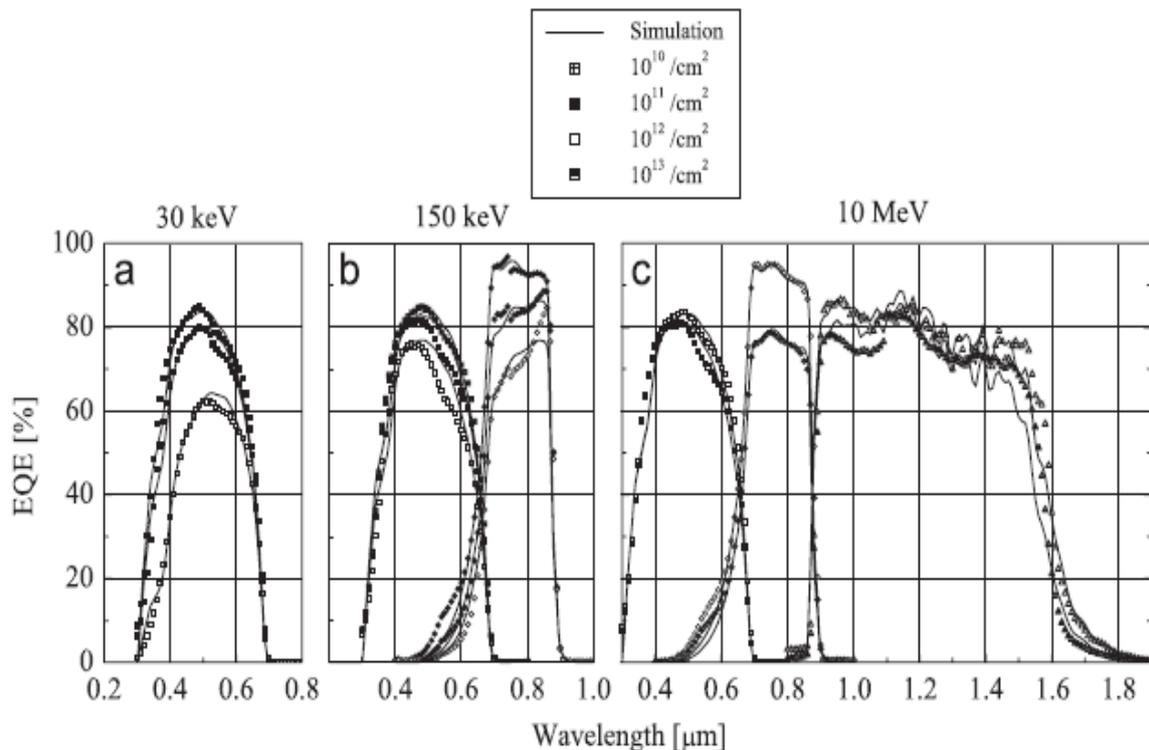


Figure (II-16) :EQEs des cellules solaires à triples-jonctions irradiées par des protons de (a) 30 keV, (b) 150 keV et (c) 10 MeV . Les symboles sont les données expérimentales et les lignes sont les résultats de simulation [122].

Le tableau (II-4) présente les taux d'enlèvement des porteurs (R_C) et les coefficients des dommages (K_L) obtenus à l'aide des calculs PC1D, la figure (II-17) montre la concentration des porteurs et la longueur de diffusion des porteurs minoritaires de la sous-cellule InGaP en fonction de la fluence des protons. La valeur de R_C était plus grande dans le cas d'irradiation par protons d'énergie plus faible. Comme pour l'irradiation par protons de 10 MeV, R_C de la sous-cellule InGaP n'était pas dérivée à cause de trop petite dégradation. K_L de la sous-cellule InGaP irradiée par des protons de 3 MeV a été déterminé à partir des résultats d'adaptation à une fluence jusqu'à $10^{13}/\text{cm}^2$. Dans le cas de $10^{14}/\text{cm}^2$, une longueur de diffusion de 40 nm est estimée à partir de l'adaptation d'EQE [122]. Cependant, cette valeur ne peut pas suivre l'équation (II.23). Si la longueur de diffusion devient plus courte que 40 nm, le comportement d'EQE pour InGaP irradiées à $10^{14}/\text{cm}^2$ ne peut être adapté dans ce modèle. Ceci suggère que l'équation (II.23) ne peut pas être appliquée à une telle très courte longueur de diffusion. Pour clarifier la limitation de l'équation (II.23), d'autres investigations sont requises.

La valeur de K_L pour la sous-cellule InGaP dans le cas d'irradiation par des protons de 150 keV été plus élevée que celle des protons de 30 keV. Les protons de 30 keV s'arrêtent dans la sous-cellule du haut InGaP, tandis que les protons de 150 keV la traversent. Ainsi, les protons de 30 keV endommagent entièrement la couche d'émetteur n^+ dans la sous-cellule du haut InGaP, et donc réduisant la durée de vie des porteurs minoritaires (trou) de la couche. Dans le cas d'irradiation par des protons de 30 keV, la durée de vie des porteurs minoritaires (électrons) dans la couche de la base été comparable à la durée de vie des porteurs majoritaires (trou), tant que la durée de vie des porteurs minoritaires dans la base été inférieure par un ordre de grandeur par rapport à la durée de vie des porteurs majoritaires en d'autres cas d'énergies des protons [122]. Par conséquent de cette situation, le rendement quantique externe (EQE) des longueurs d'ondes courtes pour la sous-cellule InGaP dans le cas d'irradiation par protons de 30 keV été intensément dégradé. Par la même analogie, les protons de 150 keV dégradent intensément l'EQE de la région des courtes longueurs d'ondes pour la sous-cellule GaAs.

	30 keV	150 keV	3 MeV	10 MeV
R_C				
InGaP	4×10^4	1.1×10^4	2.6×10^3	Inconnu
GaAs		2.0×10^4	4.2×10^3	2.2×10^3
Ge			5.0×10^2	3.0×10^2
K_L				
InGaP	6.3×10^{-6}	1.4×10^{-2}	3.0×10^{-3}	5.5×10^{-4}
GaAs		3.2×10^{-6}	1.3×10^{-6}	1.2×10^{-6}
Ge			8.2×10^{-8}	2.2×10^{-8}

Tableau (II-4) : Les taux d'enlèvement des porteurs R_C et les coefficients des dommages K_L de chaque sous-cellule [122].

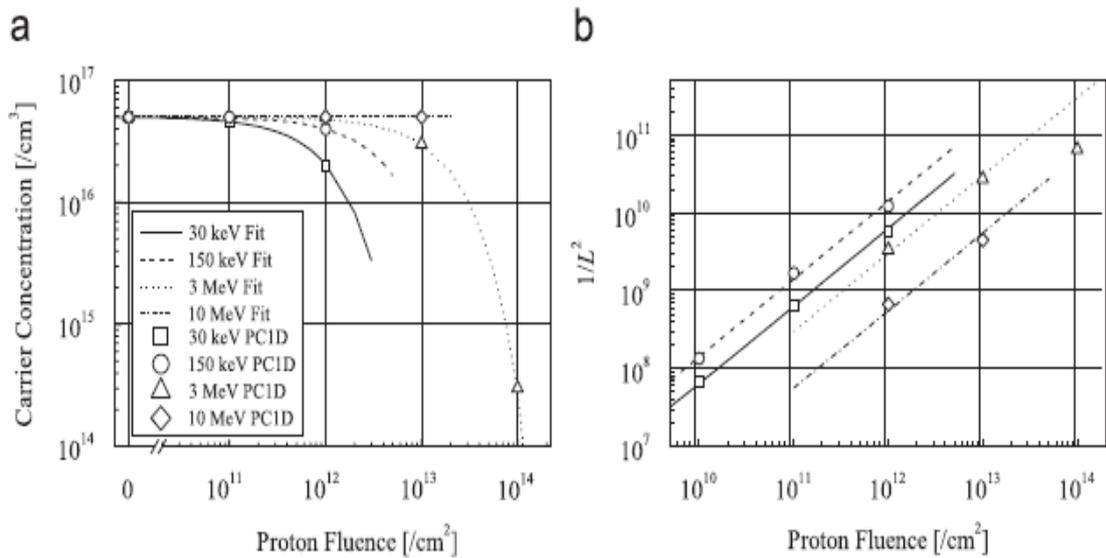


Figure (II-17) : Les dépendances de : (a) la concentration des porteurs et (b) la longueur de diffusion des porteurs minoritaire de la fluence des protons dans la couche de la base de InGaP, causée par l'irradiation des protons. Les lignes représentent les résultats d'adaptation, calculés par les équations (II.21) et (II.22) [122].

Les courbes de dégradation de I_{sc} et V_{oc} obtenues en utilisant les calculs PC1D sont représentées sur la figure (II-18). Ces résultats estimés par cette simulation montrent un bon accord avec les données expérimentales [122]. La précision pour tous les résultats est de 5% (excepter I_{sc} de 3 MeV, $10^{14}/\text{cm}^2$). On montre que la modélisation de la dégradation proposée dans [122] est efficace dans la prédiction de la réponse du rayonnement des cellules solaires à triples-jonctions.

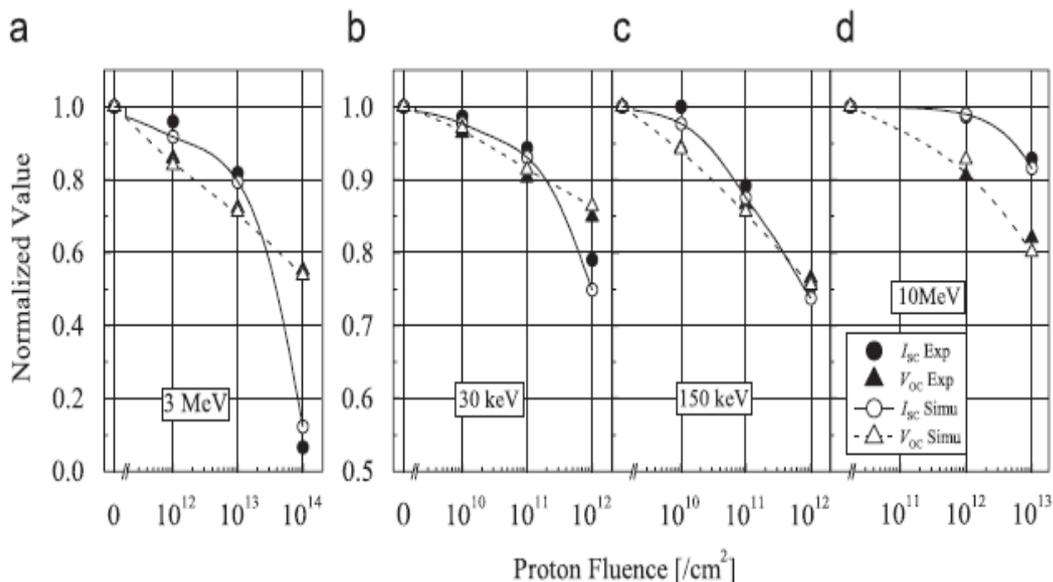


Figure (II-18) : Les facteurs restants de I_{sc} et V_{oc} pour les cellules solaires à triples-jonctions irradiées par des protons de (a) 3 MeV, (b) 30 keV, (c) 150 keV et (d) 10 MeV. Les cercles et les triangles noirs/blancs désignent les résultats de I_{sc} et V_{oc} expérimentales/simulation en ordre [122].

Conclusion :

Les modèles à une seule diode et à double diodes du circuit équivalent pour les cellules solaires à triples-jonctions ont été présentés, ils sont calibrés par rapport aux données expérimentales sur une large gamme de la concentration et de la température. Les deux modèles ont généré des erreurs RMS totales inférieures à 2.5%, ce qui indique que même le modèle à une seule diode peut-être suffisant pour des applications pratiques. Le modèle à double diodes a produit des résultats légèrement meilleurs que le modèle à une seule diode.

Les trois cellules solaires du composant du treillis apparié en $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$, $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$, et Ge ont été étudiées sur une large gamme de température et d'irradiance. L'EQE dépendant de la température respective a été discuté. La dépendance en température des caractéristiques $I-V$ de 1 soleil des trois sous-cellules et les influences de température et d'irradiance ont été examinées en détail. La sous-cellule du haut $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$ et la sous-cellule du milieu $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ sont presque en courant apparié sur toute la gamme de température. Lorsque la température augmente, un changement d'une légère limitation de la sous-cellule du haut à une légère limitation de la sous-cellule du milieu est observé. Le large excès du courant de la sous-cellule du bas de 61.8% en moyenne est à peu près indépendant de la température [122].

À des températures élevées, les V_{oc} de la sous-cellule du bas Ge disparaissent menant à un effondrement de la courbe $I-V$. L'influence antagoniste d'augmenter l'irradiance a été démontré. Cependant, à des ratios de concentration élevés, les pertes de la résistance série deviennent influentes et déplacent le point d'inflexion de la courbe $I-V$ vers les tensions négatives. En raison de cet effet, la sous-cellule Ge peut contribuer négativement à la puissance de sortie de la cellule solaire à triple-jonction.

Pour les trois sous-cellules du composant, les dépendances du rendement et la tension du circuit ouvert de la température et de l'irradiance ont été discutées. Un modèle analytique de $V_{oc}(T, C)$ a été utilisé pour ajuster les données mesurées. Par l'extrapolation des $V_{oc}(T, C)$, la dépendance des températures limites de l'irradiance, définies comme les températures où les V_{oc} s'annulent, ont été déterminées.

Par conséquent, l'applicabilité des dispositifs à multi-jonctions qu'ils sont basés sur Ge est discutable en mesure de telles conditions.

Les comportements de dégradation des cellules solaires à triples-jonctions sur une large gamme d'énergie (30 keV-10 MeV) peuvent être explorés en considération de K_L et R_C dans chaque sous-cellule. Ceci suggère que la modélisation de la dégradation montrée dans cette étude est utile pour le développement de nouvelles structures ainsi que pour prédire la durée de vie des cellules solaires à triples-jonctions.

Chapitre troisième :

Simulation de la cellule solaire à triple-jonction à concentration à base des semi-conducteurs III-V.

Simulation de la cellule solaire à triple-jonction à concentration à base des semi-conducteurs III-V.

Introduction :

Les cellules solaires monolithiques à triples-jonctions à base des semi-conducteurs III-V, telles que GaInP/GaAs/Ge, ont donné un rendement de conversion le plus élevé pour un dispositif photovoltaïque à deux bornes [129-130]. Bien que très robuste, ce sont des dispositifs complexes, avec environ 20 couches de semi-conducteurs qui interagissent entre eux optiquement, électriquement, et via la diffusion du défaut au cours de croissance. Aussi haut que ces rendements, des améliorations pour les structures du dispositif représenté sur la figure (III-14) se traduisent encore par des rendements plus élevés. Sous le spectre solaire à l'espace, les cellules à triples-jonctions cultivées et fabriquées à Spectrolab ont démontré un record de rendement de 29.3% (AM0, 0.1353 W/cm², 28°C). Sous la concentration du spectre terrestre, les dispositifs à triples-jonctions GaInP/GaAs/Ge cultivés à Spectrolab, et métallisés et mesurés au NREL, ont un record de rendement de 32.3% (AM1.5D, 44 W/cm², 25°C) [130-131]. Les structures des dispositifs qui ont conduit à ces records des rendements des cellules, telles que les jonctions tunnel composées des semi-conducteurs à large bande interdite, et les structures des cellules de prochaine génération qui ont le potentiel pour d'autres augmentations du rendement. Ces structures comprennent des cellules à 4-jonctions AGaInP/GaAs/GaInNAs/Ge [132-133], treillis dépareillé des cellules à multi-jonctions GaInP/GaInAs [134-135], et des cellules solaires concentrateurs pour l'espace [130-136]. La conception de la cellule plate a également été développée, avec une diode monolithique de dérivation intégrée pour simplifier nettement l'emballage, et maintenir une épaisseur uniforme de 5.5 mm sur toute la surface de 140 µm de la cellule [137].

I- Présentation du logiciel :

I-1 Introduction à l'interface utilisateur AFORS-HET :

Pour donner une idée de la vaste portée AFORS-HET, version 2.4.1, un bref aperçu de la fenêtre principale AFORS-HET. La figure (III-1) montre la fenêtre principale lorsque le mode de calcul le plus avancé est activé. Dans cette disposition, toute la gamme des options de simulation est visible.

Pour commencer à travailler avec le programme, d'abord une structure doit être définie. Le bouton pour ouvrir la fenêtre « Define structure » se trouve dans la partie gauche de la fenêtre principale. Toujours sur le côté gauche, les paramètres numériques peuvent être trouvés derrière le bouton « settings » et le mode de calcul peut être réglé par exemple à l'état d'équilibre (DC) ou transitoire.

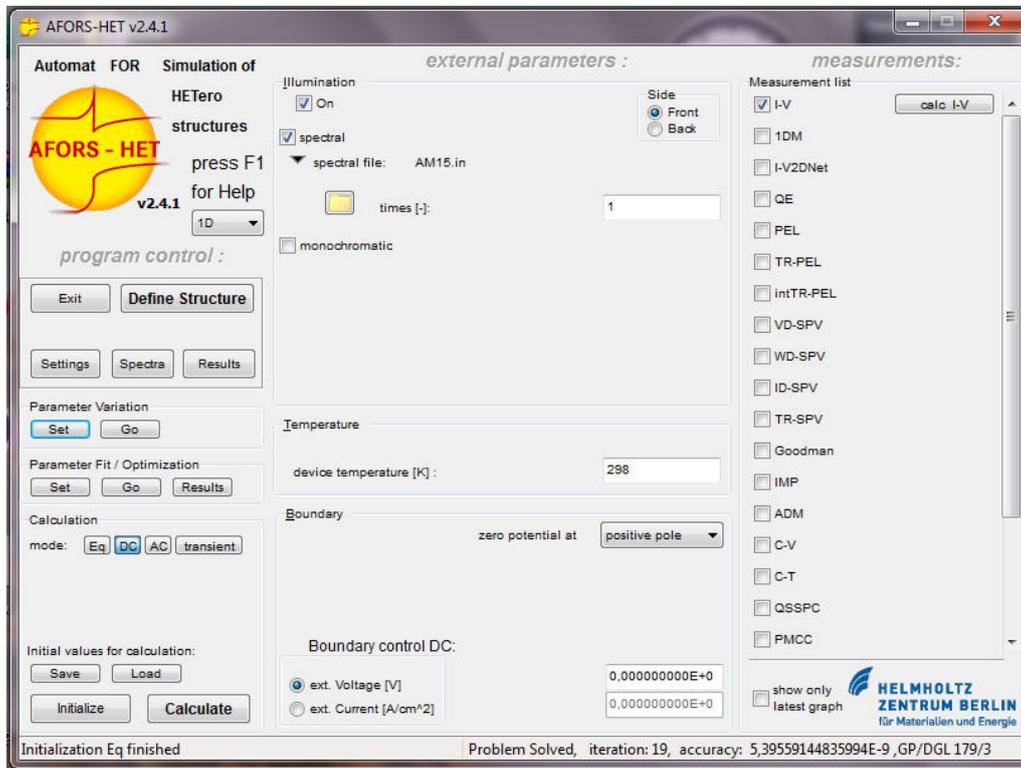


Figure (III-1) : La fenêtre principale AFORS-HET avec toutes les options visibles (après la définition d'une structure et activation du mode de calcul DC).

Après que la structure a été définie et la simulation a été une fois exécuté, un calcul dans des conditions différentes peut être démarré, le bouton « calculate », ou un ensemble des calculs avec un seul paramètre de variation peut être réglé et commencé dans la section « Parameter Variation ». Il est également possible de commencer un ajustement aux données mesurées ou la structure peut être optimisée dans la section « Parameters Fit / Optimization ». Dans la section centrale de la fenêtre principale, les paramètres externes: éclairage, température et tension ou courant peuvent être définis(es). Dans la section d'éclairage un spectre ou un fichier peut être chargé. De même, un éclairage monochromatique d'une certaine longueur d'onde et flux des photons peut être défini. Pour tous les paramètres externes, la dépendance du temps peut être spécifiée si les modes de calcul AC ou transitoire sont activés. Dans la partie droite de la fenêtre principale, on peut configurer et commencer la simulation d'une variété des cellules solaires et techniques de caractérisation des matériaux, y compris des mesures typiques comme la courbe $I-V$ (IV) et le rendement quantique (QE).

I-1-1 Définition d'une structure :

Lors de la configuration d'une simulation avec AFORS-HET, la première étape est la définition de la structure, qui peut être faite en cliquant sur le bouton correspondant dans la fenêtre principale d'AFORS-HET (Fig. (III-2)).

Sur le côté gauche de la fenêtre « Define Structure » les différentes couches optiques et électriques et leurs conditions d'interface et aux limites peuvent être définies, tandis que sur le côté droit, le circuit externe de la cellule solaire peut être spécifié. Commencez avec la défini-

tion d'une couche semi-conductrice en cliquant sur la rubrique « Layer 1 », qui va ouvrir une fenêtre « Layer » (Fig. (III-3)).

En choisissant le modèle « standard ». La couche doit être définie par son type sa densité de dopage et son épaisseur. Pour le calcul optique, les données n , k peuvent être chargées à partir des exemples des fichiers pour les différents matériaux dans le dossier « Spectra » de l'installation AFORS-HET. On donne un nom approprié à la couche et le choix est confirmé en cliquant sur le bouton « OK ».

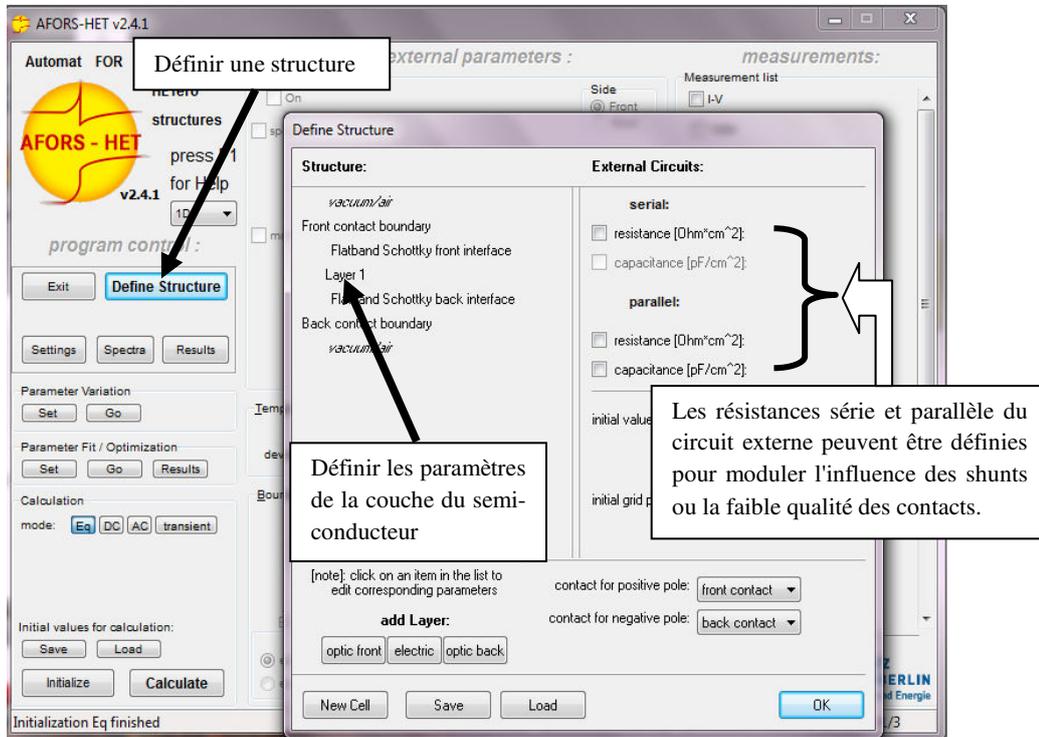


Figure (III-2) : La fenêtre principale AFORS-HET et la fenêtre « Define Structure ».

Retour à la fenêtre « Define Structure » (Fig. (III-4)), une autre couche électrique peut être ajoutée. Cette couche est définie comme étant de type p (Fig. (III-5)) de sorte qu'une jonction p/n peut être obtenue qui fonctionne comme une cellule solaire. En plus des paramètres du matériau, des défauts profonds peuvent être définis pour modéliser la qualité de la plaquette (Fig. (III-6)). Enfin, la structure peut être enregistrée, simulée et analysée (Fig. (III-7)).

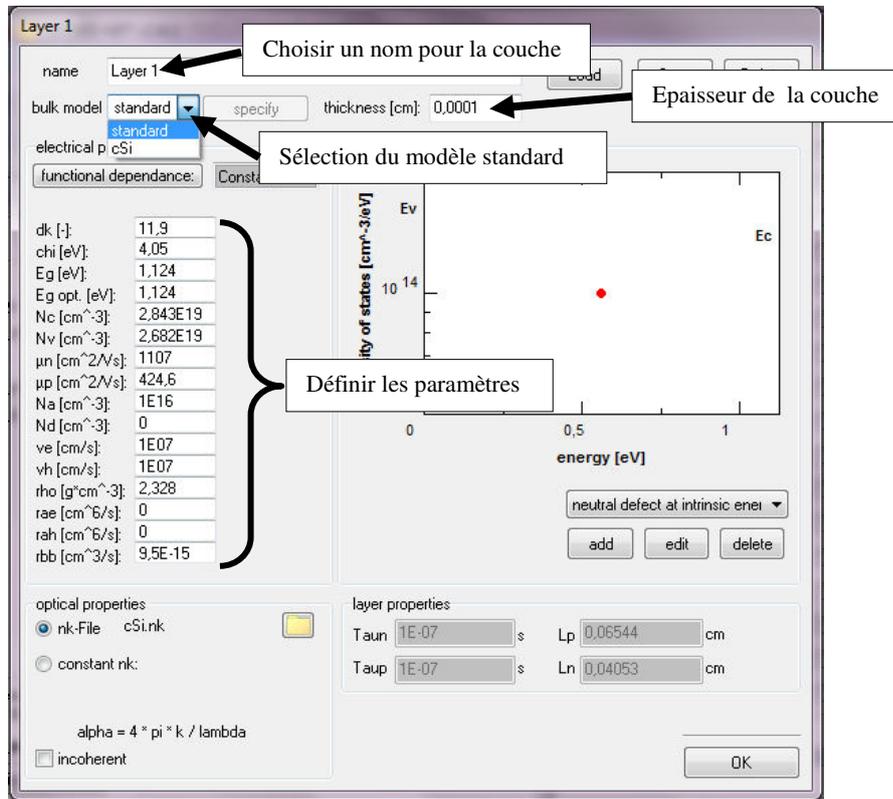


Figure (III-3) : Pour chaque couche, les paramètres optiques et électriques du matériau peuvent être définis dans la fenêtre « Layer ».

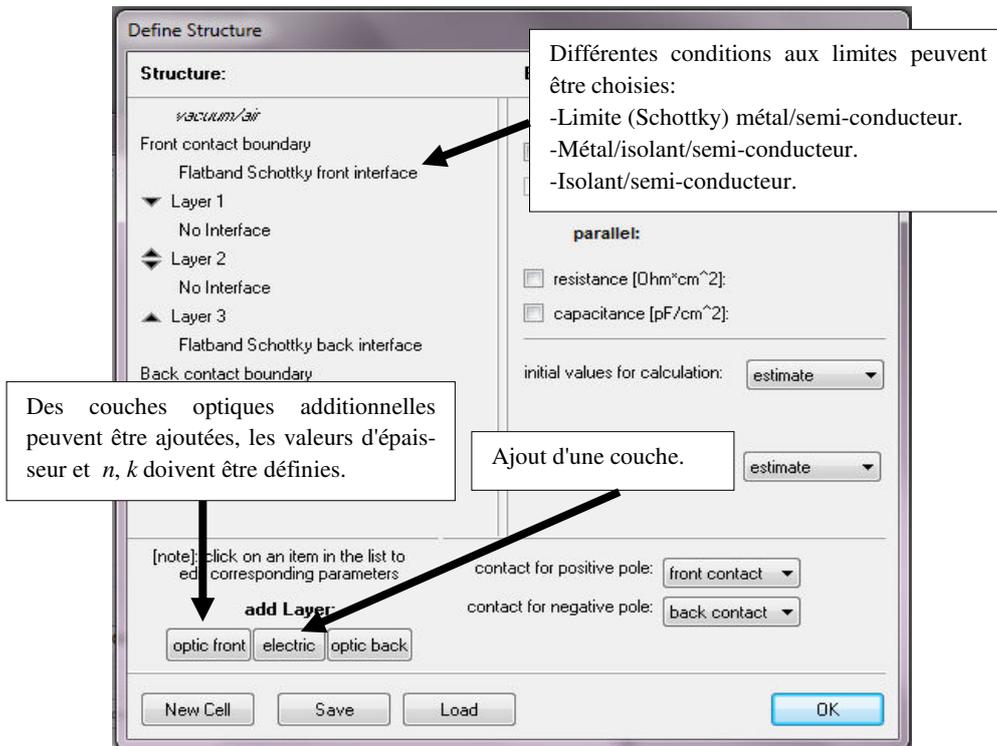


Figure (III-4) : Des couches électriques et optiques peuvent être ajoutées et les conditions aux limites et d'interface doivent être définies.

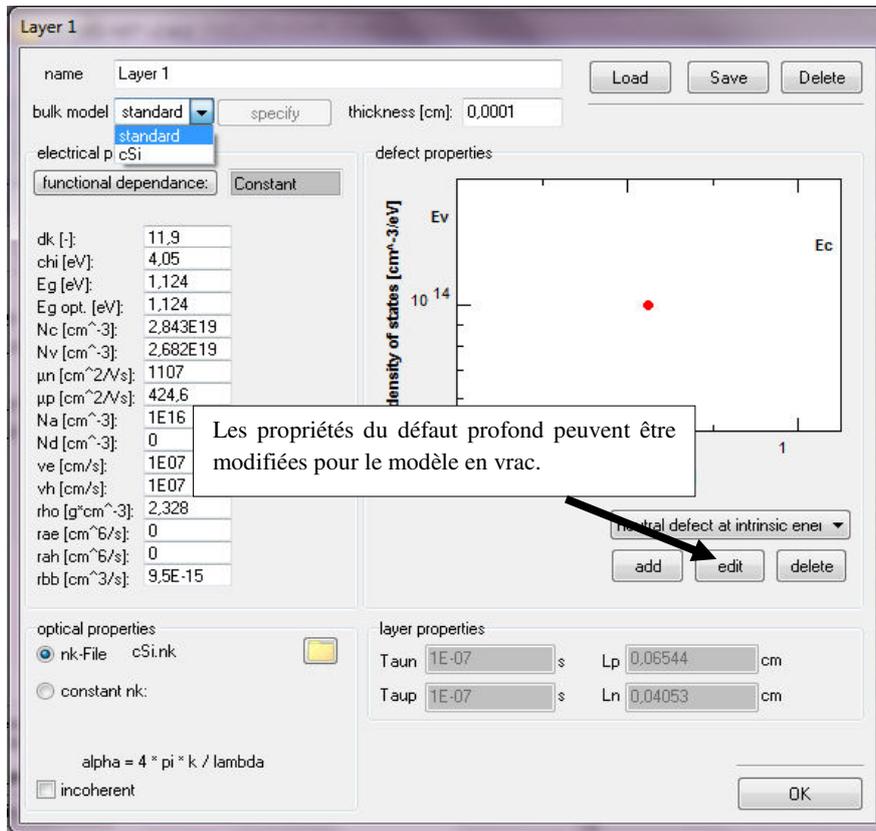


Figure (III-5) : En plus des paramètres du matériau, les distributions du défaut peuvent être définies.

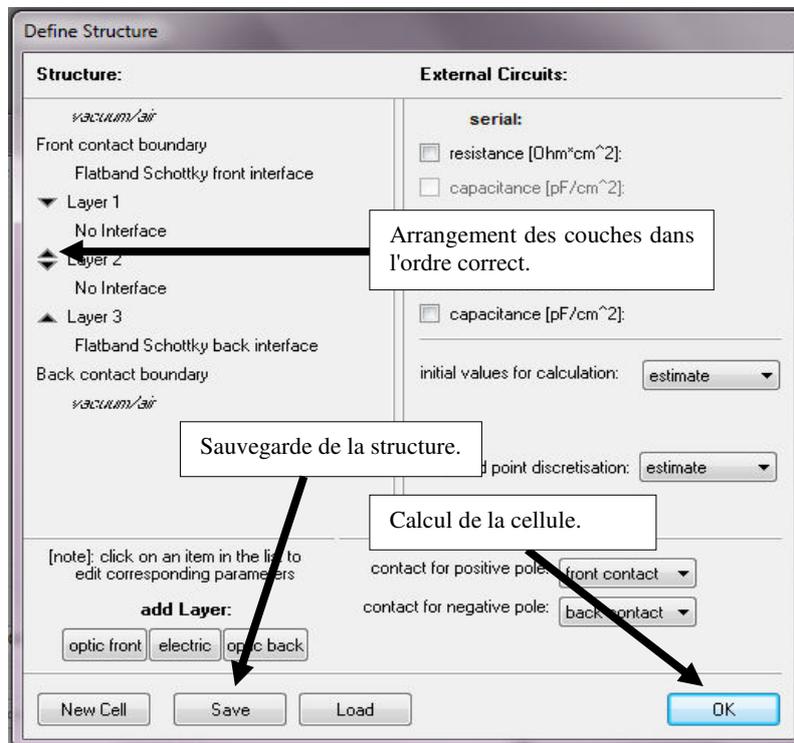


Figure (III-6) : L'ordre de la couche peut être réorganisé, la sauvegarde de la structure et calcul de la cellule.

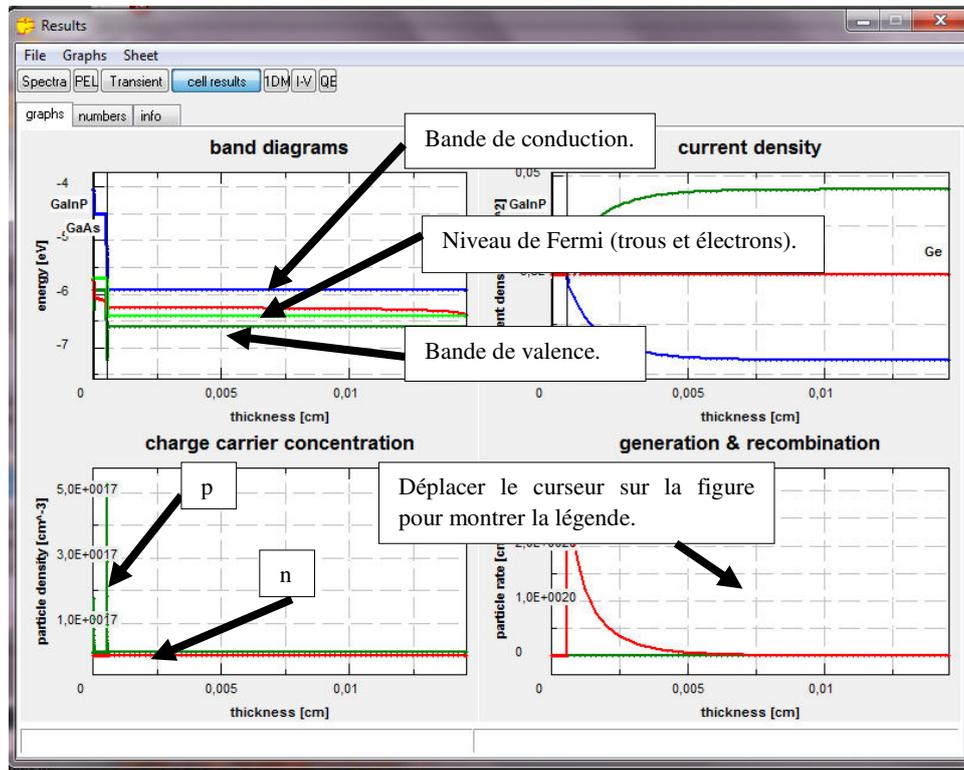


Figure (III-7) : La fenêtre « Results » montre les diagrammes de bande, les densités des porteurs et du courant ainsi que la recombinaison et la génération.

I-1-2 Analyse des résultats de simulation :

En cliquant sur le bouton « OK » dans la fenêtre « Define Structure », la simulation pour les conditions d'équilibre est lancée automatiquement et la fenêtre « Results » s'affiche (Fig. (III-7)). Typiquement, les graphiques des diagrammes de bande, la densité des porteurs, les densités du courant et les recombinaison/génération sont affichés. Les résultats pour toutes les quantités calculées peuvent être enregistrés dans un tableau (menu « File »). En cliquant sur l'un des graphiques, une nouvelle fenêtre s'ouvre (Fig. (III-8)) et les données peuvent être analysées plus en détails. Il est par exemple possible de mesurer des distances et de réaliser des intégrations numériques.

Les données peuvent être affichées comme une figure ou un tableau et on peut facilement basculer entre les deux visualisations (Fig. (III-9)). En outre, on peut afficher les résultats des calculs optiques si les calculs sous éclairage ont été effectués.

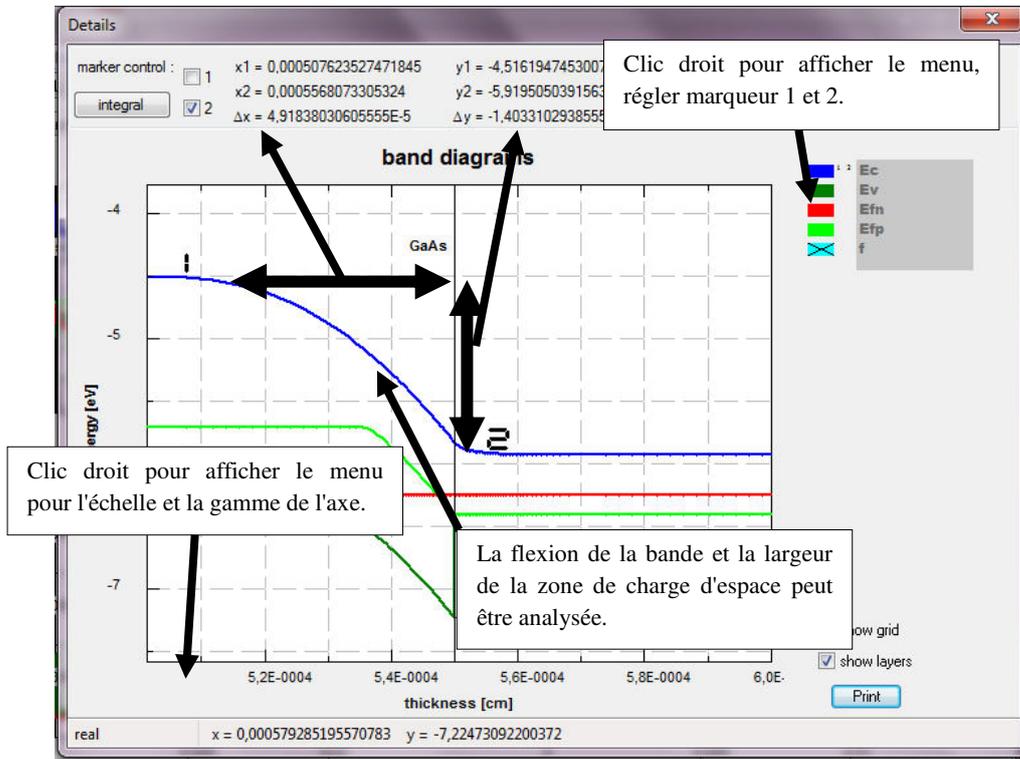


Figure (III-8) : Plusieurs outils permettant d'analyser les données en détails.

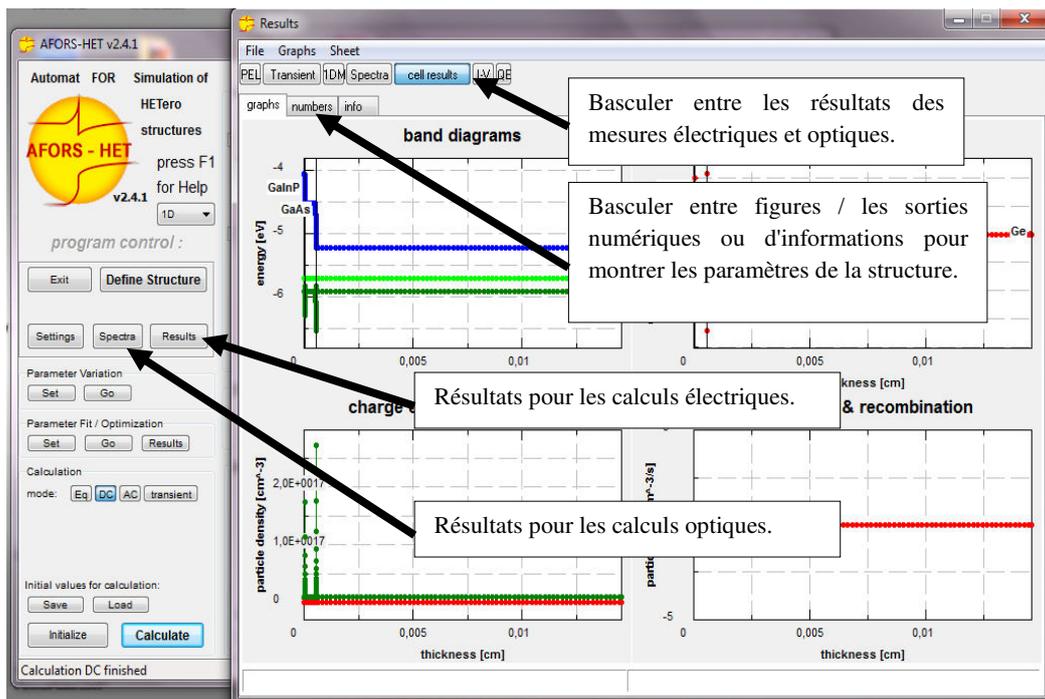


Figure (III-9) : Dans la fenêtre « Results » il est possible de basculer entre les résultats du calcul électrique et optique et de montrer les résultats d'une mesure simulée. En outre, les données peuvent être affichées comme une figure ou un tableau.

I-1-3 Cellule sous illumination :

Pour calculer la cellule sous illumination, le mode de calcul DC doit être activé. Il est alors possible d'effectuer des calculs dans des conditions de non-équilibre et pour sélectionner

l'éclairage extérieur constant et le courant ou la tension constante (Fig. (III-10)). Il existe différentes possibilités pour simuler une cellule sous illumination. On peut soit choisir illumination « monochromatique » et de définir un flux de photons et d'une longueur d'onde ou choisir illumination « spectral » et de charger un fichier « spectral file » ou un fichier de génération « generation file » (fichiers d'exemples peuvent être trouvés dans le dossier « Spectra » de l'installation AFORS-HET).

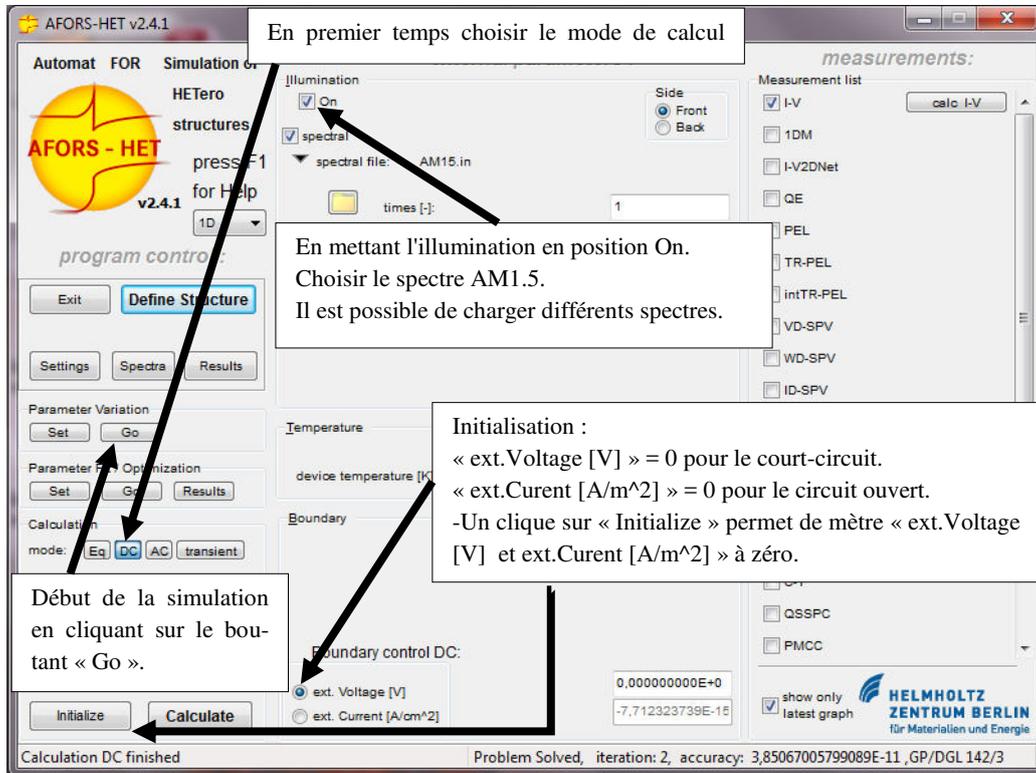


Figure (III-10) : Le mode de calcul DC permet la sélection d'illumination constante et le courant ou la tension constante.

I-1-4 Simulation d'une courbe I-V :

AFORS-HET est capable de simuler différents types de mesures, comme on peut le voir sur le côté droit de la fenêtre principale. Pour mettre en place des mesures par exemple d'une courbe I-V, on doit suivre les étapes représentées sur la figure (III-11).

Le clique du bouton « calc IV » va commencer la simulation et les résultats seront illustrés. Ceux-ci peuvent être analysés et sauvegardés. Sur la figure (III-12), Il est expliqué comment simuler une courbe I-V sous éclairage.

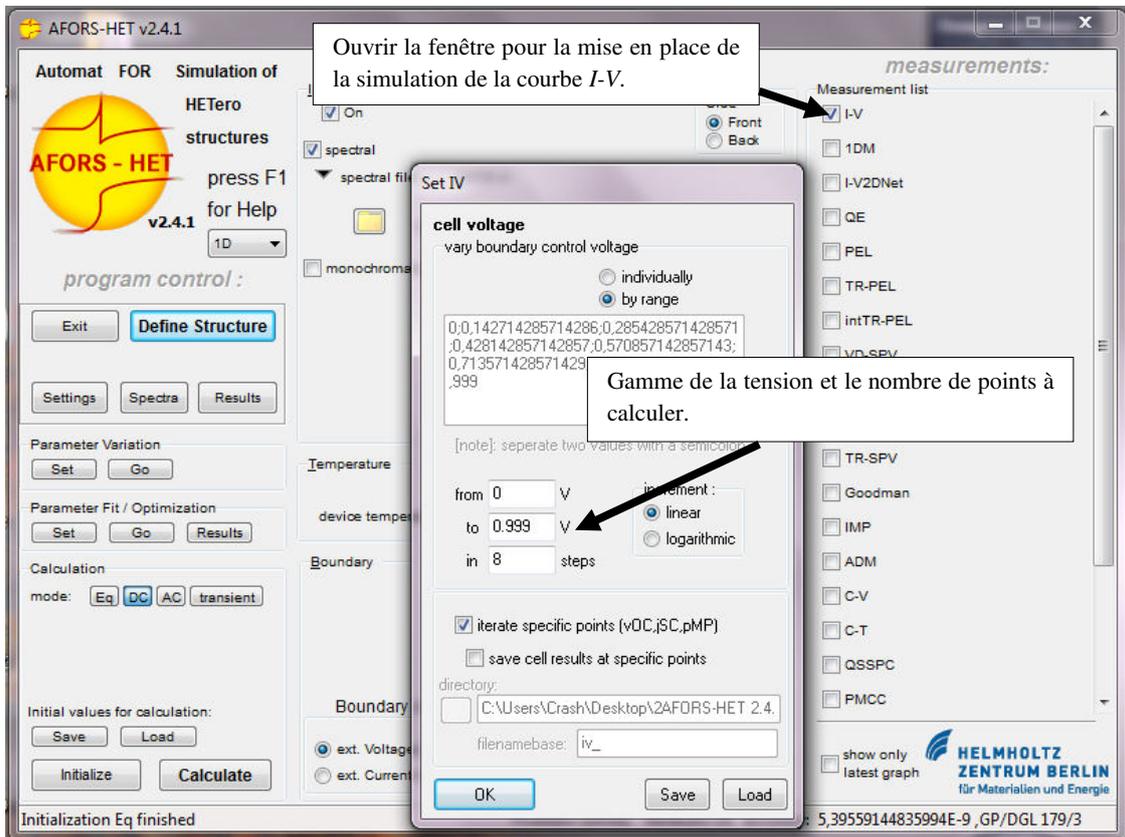


Figure (III-11): Étapes pour configurer la simulation d'une courbe I-V.

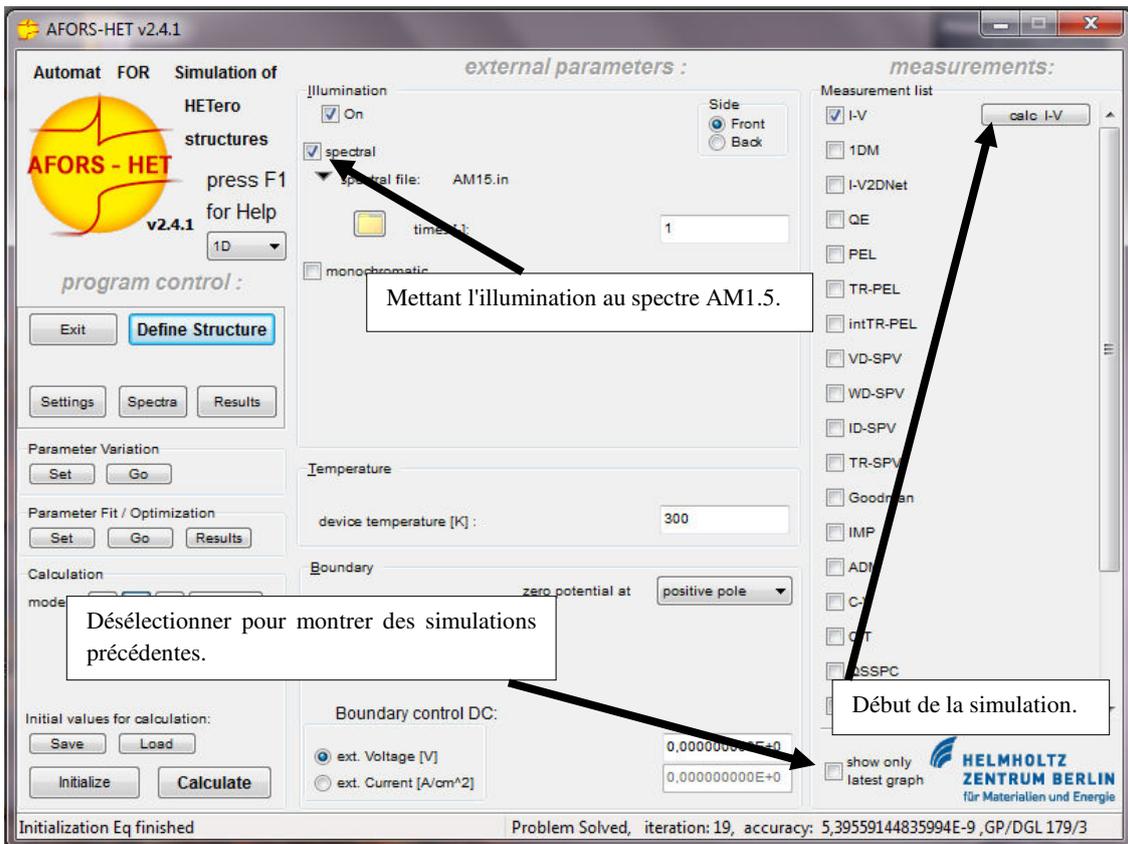


Figure (III-12) : La mise en place de la simulation d'une courbe I-V sous illumination.

II- Présentation de la cellule solaire à triple-jonction

GaInP/GaAs/Ge :

II-1 Présentation de la cellule solaire GaInP/GaAs/Ge :

La cellule solaire à triple jonction GaInP/GaAs/Ge est constituée des semi-conducteurs GaInP, GaAs et Ge. Chaque type de semi-conducteur est caractérisé par une longueur d'onde maximale au-delà de laquelle il est incapable de convertir le photon en énergie électrique. D'un autre côté, en deçà de cette longueur d'onde, le surplus d'énergie véhiculé par le photon est perdu. D'où l'intérêt de choisir des matériaux avec des longueurs aussi proches les unes des autres que possible (en multipliant leur nombre d'autant) de manière à ce qu'une majorité du spectre solaire soit absorbé, ce qui génère un maximum d'électricité à partir du flux solaire.

La figure (III-13) illustre le diagramme des bandes d'énergie de la cellule solaire à triple-jonction à concentration à base des semi-conducteurs de phosphure de gallium d'indium GaInP (Indium gallium phosphide) et l'arséniure de gallium GaAs (Gallium arsenide) en utilisant le germanium Ge comme substrat.

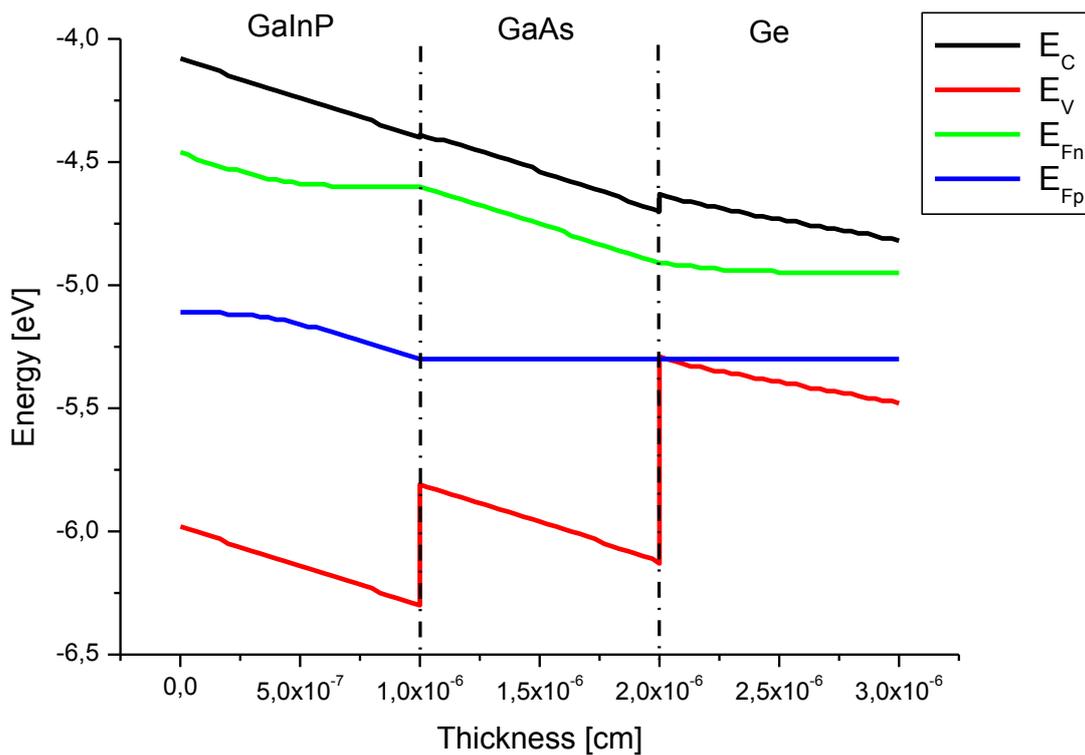


Figure (III-13) : Diagramme des bandes d'énergie de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge.

II-2 Procédé de fabrication de la cellule solaire GaInP/GaAs/Ge :

La structure épitaxiale des cellules solaires à triples-jonctions InGaP/GaAs/Ge simulées dans cette étude, sont présentées sur la figure (III-14). La structure a été cultivée sur un substrat de Ge de type p en utilisant un système de dépôt du métal organique en phase vapeur chimique (MOCVD) (Metal Organic Chemical Vapor Deposition system) [138].

Au cours de la croissance épitaxiale, le triméthylindium (TMIn), le triméthylgallium (TMGa), arsine (AsH_3), et de la phosphine (PH_3) ont été utilisés en tant que matériaux de base d'In, Ga, As et P, respectivement, et de la silane (SiH_4) et diéthylzinc (DEZn) ont été utilisés comme sources de dopage de type n et de type p, respectivement [138].

Les couches épitaxiales des cellules solaires à triples-jonctions étaient cultivées sur un substrat de Ge de type p à 650°C avec un réacteur à pression de 50 mbar [139]. Après que les couches épitaxiales sont cultivées, les tranches ont été nettoyées à l'aide de solutions chimiques du trichloréthylène, d'acétone, du méthanol, et de l'eau déionisée et séchée par soufflage du gaz de N_2 [138].

Une électrode arrière Ti (500 Å)/Pt (600 Å)/Au (2500 Å) a été ensuite déposée immédiatement sur le substrat nettoyé de Ge de type p en utilisant un évaporateur à faisceau d'électrons. Le métal est recuit à 390°C pendant 3 min dans une atmosphère de H_2 pour la formation du contact ohmique [138].

Le côté avant du contact de type n est formée par le dépôt de Ni/Ge/Au/Ni/Au avec une épaisseur de 60/500/1000/400/2500 Å, respectivement. Le film de revêtement anti reflet (AR) de nitrure de silicium 75 nm a été déposé en utilisant le système du dépôt de la vapeur chimique assisté par plasma (PECVD) (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) sur le dispositif de la cellule solaire. La perte de l'ombre en raison des contacts avant était de 6.22%, et la superficie totale de la cellule solaire était de $4.4 \times 4.4 \text{ mm}^2$ avec une zone illuminée active de 0.125 cm^2 . Après que le processus de l'appareil a été terminé, un nanotube de ZnO a été cultivé en utilisant un procédé hydro-thermique. Le substrat a été placé à la verticale dans un mélange de 60 ml avec 40 ml d'hexahydrate de nitrate de zinc ($\text{Zn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$) (0.025 mole/l) et 10 ml d'hexamethenamine ($\text{C}_6\text{H}_{12}\text{N}_4$ (0.025 mol/l)). Le substrat est ensuite placé dans une boîte métallique avec une capacité de 100 ml. La boîte métallique a été scellée et chauffée à 90°C le rendant facile à fabriquer sur une grande surface. En conséquence, la technologie de fabrication du nanotube de ZnO, a un potentiel qui peut être appliqué au procédé commercial pour l'industrie des cellules solaires [138].

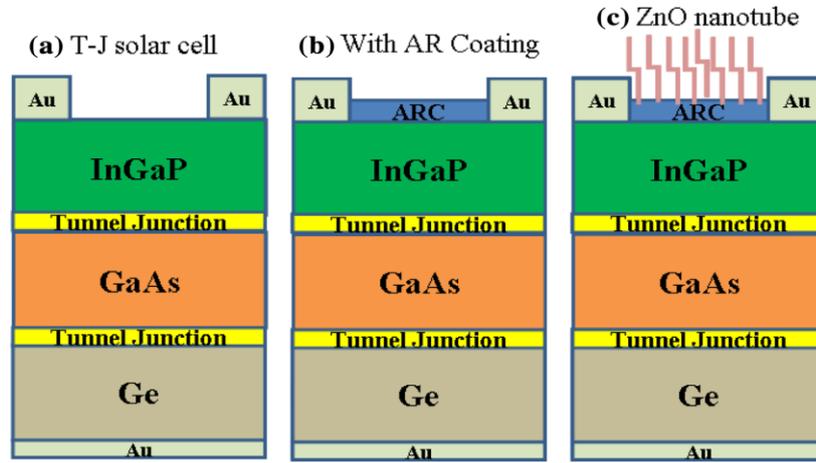


Figure (III-14) : Schéma de l'étape de traitement de la cellule GaInP/GaAs/Ge, (a) Cellule solaire T-J simple, (b) Cellule solaire T-J avec revêtement anti reflet Si_3N_4 et (c) Cellule solaire à nanotube de ZnO [138].

III- Les paramètres de simulation :

III-1 Les paramètres d'entrée de la cellule :

Les paramètres d'entrée de la cellule à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge sont donnés dans le tableau (III-1), La gamme de la température étudiée est $-10 \leq T \leq 120^\circ C$ sous un spectre AM1.5.

Les données d'entrée de la cellule GaInP/GaAs/Ge.			
Sous-cellule	GaInP	GaAs	Ge
Constante diélectrique ϵ	11.8	12.85	16
Affinité électronique χ [eV]	4.08	4.07	4
Energie du Gap E_g [eV]	1.9	1.424	0.661
Energie du phonon optique E_g opt [eV]	0.0338	0.035	0.037
Densité d'état effective dans la bande de conduction N_c [cm^{-3}]	1.3E20	4.7E17	1.04E19
Densité d'état effective dans la bande de valence N_v [cm^{-3}]	1.28E19	9E18	6E18
Mobilité des électrons μ_n [$cm^2/V.s$]	4000	8000	3900
Mobilité des trous μ_p [$cm^2/V.s$]	1000	400	1900
Concentration des atomes accepteurs N_A [cm^{-3}]	0	5E17	3.03E16
Concentration des atomes donneurs N_D [cm^{-3}]	2.002E17	0	0
Vitesse des électrons v_n [cm/s]	3.54E07	4.51E07	3.1E07
Vitesse des trous v_h [cm/s]	1.65E07	1.46E07	1.9E07
Densité [g/cm^3]	4.47	5.318	5.3267
Coefficient de recombinaison Auger pour les électrons (rae) [cm^6/s]	3E-30	5E-30	1E-30
Coefficient de recombinaison Auger pour les trous (rah) [cm^6/s]	3E-30	1E-31	1E-30
Coefficient de la recombinaison direct de bande à bande (rbb) [cm^3/s]	1.3E-10	1E-10	6.41E-14

Tableau (III-1) : Les paramètres de simulation de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge [140].

Conclusion :

Nous avons vu dans ce chapitre une présentation rigoureusement détaillée du vaste environnement du logiciel AFORS-HET version 2.4.1, avec sa large fonctionnalité pour les simulations des hétéro-structures, ainsi les cellules solaires à triples-jonctions à concentration à base des semi-conducteurs III-V, GaInP/GaAs/Ge ont été traitées en vue d'augmenter leur performances.

Chapitre quatrième :

Résultats et interprétation.

Résultats et interprétation.

Introduction :

Les dispositifs photovoltaïques multi-jonction peuvent atteindre un niveau élevé des rendements de conversion et pourrait donc potentiellement réduire le coût de l'électricité solaire.

La simulation des cellules solaires à triples-jonctions à base des semi-conducteurs III-V étudiées dans ce travail GaInP/GaAs/Ge, est basée sur la variation de la température, compte tenu de l'épaisseur de chaque sous-cellule, en fonction de ces deux paramètres, la cellule photovoltaïque considérée, maintient leurs caractéristiques aux valeurs optimales.

Après plusieurs expériences et tentatives de simulation par le logiciel AFORS-HET, version 2.4.1, dans le but est d'atteindre les valeurs des épaisseurs les plus rentables et pratiquement réalisables de chaque sous-cellule de la cellule considérée.

Ainsi, le travail dans ce chapitre a été basé sur la variation d'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs, toute en prenant les deux autres épaisseurs correspondantes aux deux autres sous-cellules du haut et du bas comme étant des valeurs constantes, pour cela, trois valeurs distinctes ont été considérées pour notre variation et que le logiciel a pu fournir des résultats apparaissant plus proches à la pratique.

I- Résultats :

Une variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs, entre 100 μm et 300 μm , en gardant les deux épaisseurs des deux sous-cellules du haut et du bas, respectivement, à 0.01 et 0.02 μm , et sur une gamme de température allant de -10°C jusqu'au 120°C , a permis d'obtenir les résultats suivants.

I-1 La tension du circuit ouvert V_{oc} :

La figure (IV-1) illustre les variations de la tension du circuit ouvert V_{oc} de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge, en fonction de la température et de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs.

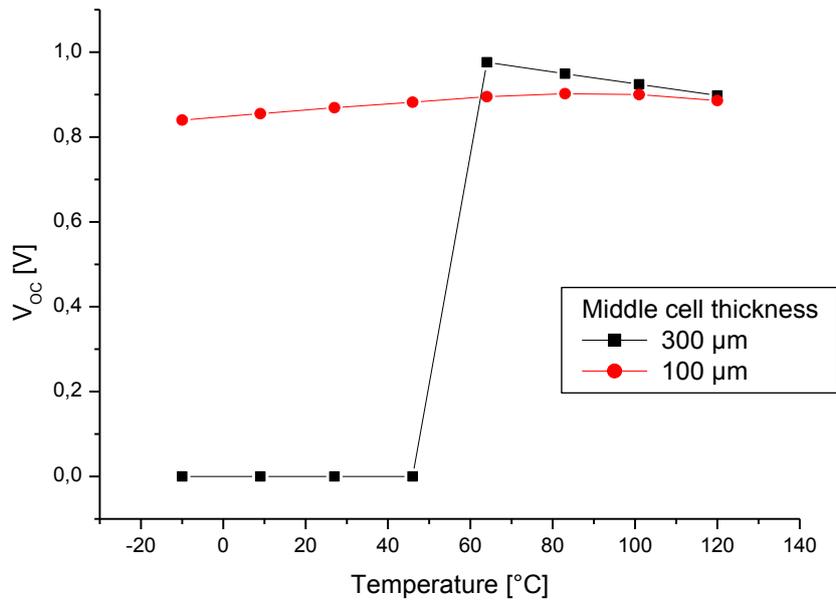


Figure (IV-1) : La tension du circuit ouvert de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge pour des épaisseurs fixées à 0.01 μm et 0.02 μm des sous-cellules du haut et du bas en ordre avec une variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu.

I-2 La densité du courant du court-circuit J_{sc} :

La densité du courant du court-circuit J_{sc} de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge, en fonction de la température et de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs, est représentée sur la figure (IV-2).

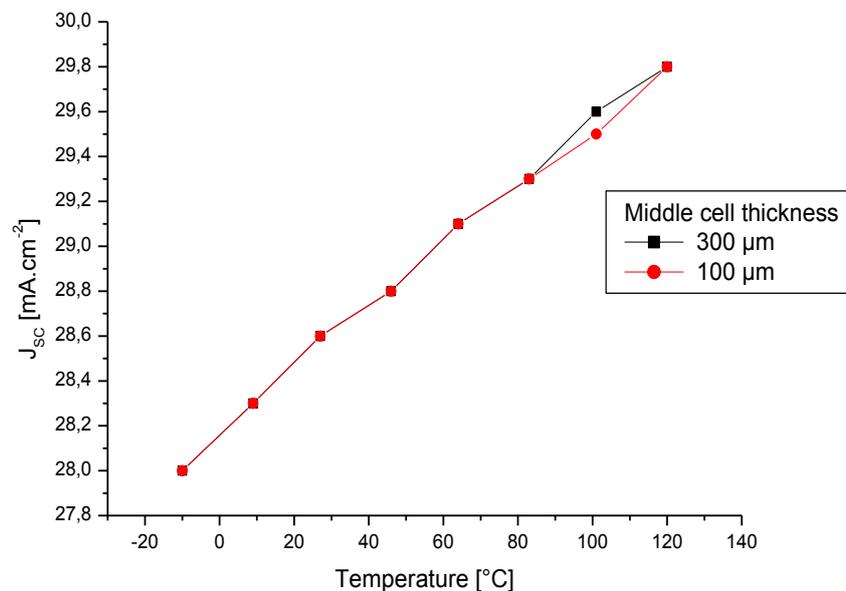


Figure (IV-2) : La densité du courant du court-circuit de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge pour des épaisseurs fixées à 0.01 μm et 0.02 μm des sous-cellules du haut et du bas en ordre avec une variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu.

I-3 Le facteur de forme ou de remplissage (Fill Factor) :

Sur la figure (IV-3), les résultats du facteur de forme de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge, en fonction de la température et de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs ont été illustrés.

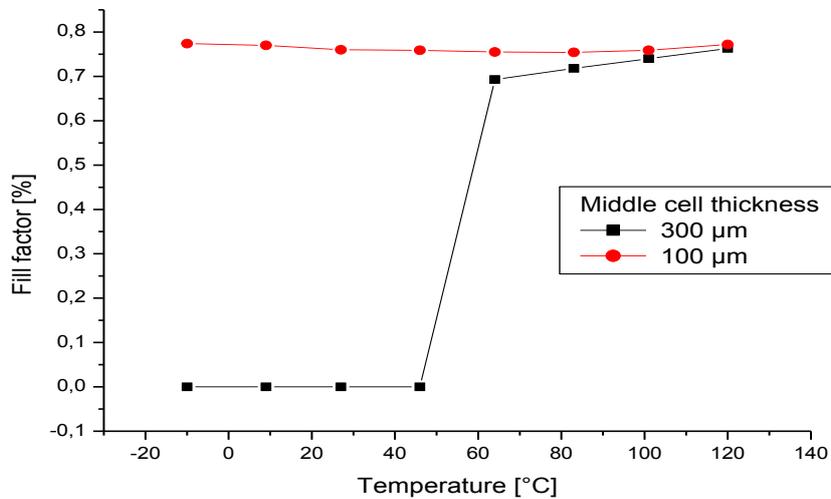


Figure (IV-3) : Le facteur de forme de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge pour des épaisseurs fixées à 0.01 µm et 0.02 µm des sous-cellules du haut et du bas en ordre avec une variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu.

I-4 Le rendement de la cellule solaire η_c :

Le rendement de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge, en fonction de la température et de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs, est représenté sur la figure (IV-4).

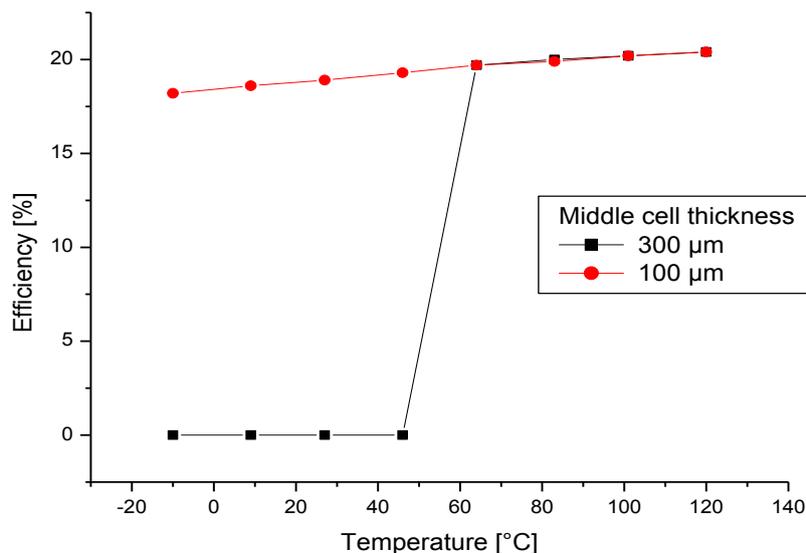
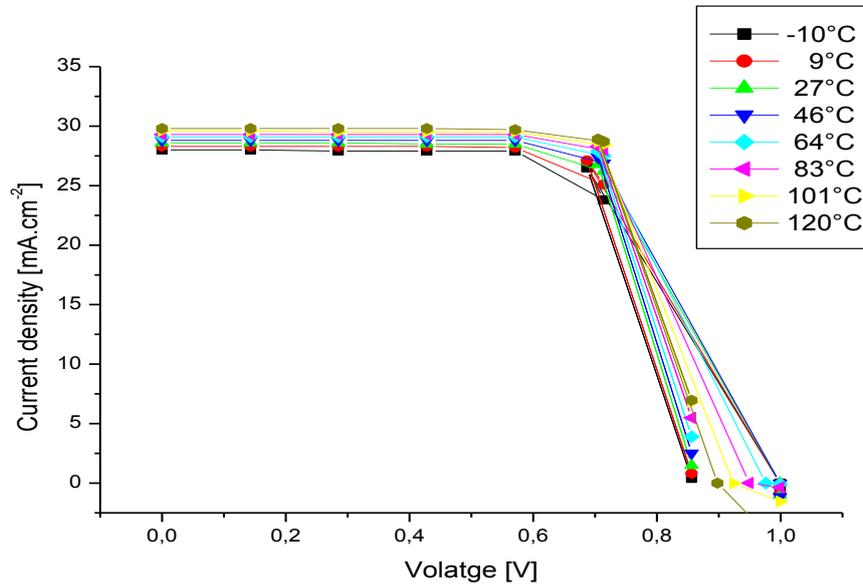


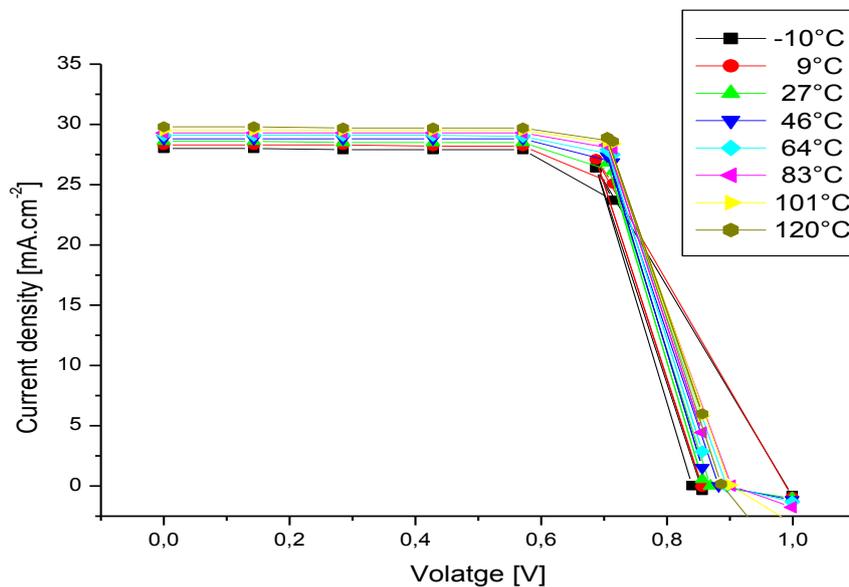
Figure (IV-4) : Le rendement de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge pour des épaisseurs fixées à 0.01 µm et 0.02 µm des sous-cellules du haut et du bas en ordre avec une variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu.

I-5 Les caractéristiques courant-tension $I-V$:

Les caractéristiques courant-tension $I-V$ de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge, en fonction de la température et de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs, sont illustrées sur les figures (IV-5) (a) et (b).



(a)



(b)

Figure (IV-5) : Caractéristiques $I-V$ de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge en fonction de la température, pour des épaisseurs fixées à $0.01 \mu\text{m}$ et $0.02 \mu\text{m}$ des sous-cellules du haut, et du bas en ordre, et pour une épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs égale à : (a) $300 \mu\text{m}$, (b) $100 \mu\text{m}$.

II- Discussion :

II-1 La tension du circuit ouvert V_{oc} :

La variation de la tension du circuit ouvert V_{oc} est influencée par les variations des épaisseurs de chaque sous-cellule, la figure (IV-1) montre bien que la tension du circuit ouvert pour des épaisseurs de 0.01 μm , 300 μm et 0.02 μm des sous-cellules du haut GaInP, du milieu GaAs et du bas Ge, respectivement, est nulle pour des température allant de -10°C jusqu'au 46°C , après elle augmente intensément pour atteindre son maximum de 0.976 V à la température de 64°C , à partir de cette valeur, elle décroît lestement pour les hautes températures.

Une diminution de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs jusqu'à 100 μm tout en gardant les deux épaisseurs des deux sous-cellules du haut et du bas à 0.01 μm et 0.02 μm , respectivement, le comportement de la cellule pour la tension du circuit ouvert V_{oc} contrairement a celui du cas d'épaisseur de 300 μm de la sous-cellule du milieu se disparaître, et la tension du circuit ouvert augmente légèrement de 0.84 V à -10°C jusqu'à le maximum de 0.902 V à 83°C , après elle décroît aussi légèrement pour les hautes températures. On assume que sur toute la gamme de la température étudiée, la tension du circuit ouvert est relativement stable pour une épaisseur de 100 μm de la sous-cellule du milieu, en comparaison avec la valeur d'épaisseur de 300 μm de cette sous-cellule.

II-2 La densité du courant du court-circuit J_{sc} :

La figure (IV-2) représente la densité du courant du court-circuit J_{sc} de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge étudiée dans ce travail, cette densité du courant augmente quand la température augmente sur la gamme de -10°C à 120°C , elle se figure aussi identiquement pour les variations de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs sur les valeurs de 300 μm et 100 μm , toute en fixant les deux épaisseurs des deux sous-cellules du haut GaInP et du bas Ge, respectivement, à 0.01 et 0.02 μm , néanmoins à la température de 101°C , la densité du courant du court-circuit se diffère d'une valeur de l'ordre de 0.5 mA.cm^{-2} pour l'épaisseur de 100 μm de la sous-cellule du milieu.

La densité du courant du court-circuit J_{sc} de la cellule solaire à triple-jonction à base des semi-conducteurs III-V GaInP/GaAs/Ge, ne dépend pas de la variation de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs à un certain ordre, mais elle dépend fortement de la température.

II-3 Le facteur de forme :

Le facteur de forme ou le facteur de remplissage (Fill Factor) de la cellule solaire à triples-jonctions GaInP/GaAs/Ge en fonction de la température et l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs est représenté sur la figure (IV-3), la gamme de la température étudiée est toujours entre -10°C et 120°C , les deux épaisseurs des deux sous-cellules du haut et du bas GaInP et Ge sont fixées, respectivement, à 0.01 μm et 0.02 μm . Pour une épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs de 300 μm , le facteur de forme est nul aux températures inférieures à 46°C , au delà de cette température jusqu'au 64°C , il subit une augmentation brusque de 0% à

69.3%, entre les températures de 64°C et 120°C, il continue légèrement sa progression pour atteindre un maximum de 76.3% à 120°C.

Quand on change l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs à 100 μm , le facteur de forme de la cellule photovoltaïque étudiée, prend une allure légèrement décroissante, de 77.4% à -10°C jusqu'au 75.4% à 83°C, au delà de cette valeur de température, le facteur de forme augmente légèrement pour atteindre 77.2% à 120°C. En comparant le facteur de forme minimal (75.4%) obtenu à la température moyenne (83°C) avec celui de la référence [138], on trouve qu'il est supérieur de 4.2%, 0.9% et 0.6% dans les cas où la cellule solaire est simple, avec revêtement anti reflet Si_3N_4 et à nanotube de ZnO, respectivement.

Selon la relation (I.12) décrivant la loi du facteur de forme, ce dernier suit les variations de la tension du circuit ouvert V_{oc} et la densité du courant du court-circuit J_{sc} , compte tenu de la température qui joue un rôle primordial dans les variations de ces deux paramètres, en addition à l'influence de l'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs.

II-4 Le rendement :

Le rendement de la cellule photovoltaïque à triple-jonction étudiée GaInP/GaAs/Ge est représenté sur la figure (IV-4), pour les épaisseurs de 0.01 μm , 300 μm et 0.02 μm des sous-cellules du haut GaInP, du milieu GaAs et du bas Ge, respectivement, le rendement est nul entre les températures allant de -10°C jusqu'au 46°C, entre les températures de 46°C et 64°C, le rendement fait une augmentation brusque de 0% à 19.7% après il subit une légère progression pour les températures supérieures à 64°C et atteindre son maximum de 20.4% à 120°C.

Pour une épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs égale à 100 μm , en fixant toujours les deux autres épaisseurs des deux sous-cellules du haut et du bas à 0.01 μm et 0.02 μm , respectivement, le rendement de la cellule photovoltaïque est légèrement progressif, de 18.2% jusqu'au 20.4% sur toute la gamme de la température, de -10°C à 120°C, à l'échelle comparative avec l'autre valeur d'épaisseur (300 μm) de la sous-cellule du milieu GaAs, pour une épaisseur de 100 μm , le comportement de la cellule en fonction de la température, se diffère de celui du cas d'épaisseur de 300 μm pour les températures inférieurs à 64°C, car il prend une allure légèrement croissante sur toute la gamme de la température étudiée. D'autre part, le rendement maximal obtenu (20.4%) à 120°C, en comparaison avec ceux de la référence [138], il est supérieur de 1.1%, de celui du cas de la cellule solaire GaInP/GaAs/Ge est simple, où elle présente un rendement de 19.3%, mais il est inférieur de 2.1% et 3.8% dans les cas où cette cellule contient un revêtement anti reflet Si_3N_4 et à nanotube de ZnO, dont les rendements sont 22.5% et 24.2%, respectivement.

II-5 Les caractéristiques courant-tension I-V :

La figure (IV-5) (a) illustre les caractéristiques courant-tension de la cellule photovoltaïque à triples-jonction GaInP/GaAs/Ge à base des semi-conducteurs III-V en fonction de la température et pour des épaisseurs de 0.01 μm , 300 μm et 0.02 μm des trois sous-cellules du haut GaInP, du milieu GaAs et du bas Ge, respectivement, l'augmentation de la température sur la gamme étudiée, cause un décalage de la courbe I-V vers les valeurs supérieures de la densité du courant i.e. pour des tensions entre 0.143 V et 0.571 V, la densité du courant est quasiment

constante à une valeur fixe de la température. Une augmentation de la température par un pas de l'ordre de 18°C à 19°C, induit une augmentation de la densité du courant d'un pas de l'ordre de 0.2 mA.cm⁻² à 0.3 mA.cm⁻², à partir de sa valeur minimale de 28 mA.cm⁻² pour une température de -10°C, jusqu'à sa valeur maximale de 29.8 mA.cm⁻² à 120°C.

Pour une tension entre 0.571 V et 0.714 V, la famille des courbes *I-V* subissent une légère diminution par des taux de décroissance qui deviennent plus faibles en augmentant la température, ce processus se poursuit par un effondrement des courbes *I-V* à V_{oc} .

Les caractéristiques courant-tension représentées sur la figure (IV-5) (b), pour l'autre valeur d'épaisseur de la sous-cellule du milieu GaAs de 100 μm avec la fixation des épaisseurs des deux sous-cellules du haut et du bas à 0.01 μm et 0.02 μm, respectivement, sont presque identiques aux caractéristiques *I-V* du cas d'épaisseur de 300 μm de la sous-cellule du milieu, seulement au cas de 100 μm de cette épaisseur, les pentes sont plus réduites à V_{oc} .

Conclusion :

Nous avons vu dans ce chapitre les cellules solaires à triples-jonctions à concentration à base des semi-conducteurs III-V, qui ont été simulées et analysées en fonction de la température et les épaisseurs de leurs sous-cellules pour certaines valeurs, les résultats obtenus sont proches aux résultats de la littérature, ce qui affirme que sur la gamme de la température étudiée, qu'elle est considérée comme opérationnelle, la cellule solaire étudiée peut assurer un rendement de conversion autour de 20.4% pour les hautes températures (proche de 120°C) et que les épaisseurs des trois sous-cellules, du haut, du milieu et du bas, soient respectivement, 0.01 μm, 100 μm et 0.02 μm, ce qui permet de conclure que les cellules solaires à triples-jonctions sont parmi les cellules qui fournissent les rendements les plus élevés.

Conclusion générale.

Conclusion générale :

Nous avons commencé dans ce travail par une étude de la cellule solaire à conversion photovoltaïque, en abordant le rayonnement solaire par une présentation détaillée, à travers de laquelle, les équations régissant ce phénomène physique ont été expliquées, ainsi, la détermination du spectre solaire a été discutée. La conversion photovoltaïque a été déployée en rigueur en seconde étape, où le schéma de principe d'une cellule solaire avec son principe de fonctionnement et son schéma électrique équivalent ont donné plus d'éclaircissement sur l'effet photovoltaïque. La détermination des paramètres et les caractéristiques d'une cellule solaire faisaient partie de l'enjeu de cette étude.

Un très vaste aperçu sur les matériaux semi-conducteurs III-V a été fait, en commençant par une définition, ensuite une récapitulation de leurs propriétés physiques, optiques et électriques et aboutir à leurs applications dans le domaine photovoltaïque. Ainsi, en étudiant les cellules solaires à triples-jonctions et leurs deux modèles du circuit électrique équivalent, le modèle à une seule diode et le modèle à double diodes, d'où une comparaison a été réalisée entre ces deux modèles pour leurs avantages et leurs inconvénients, il l'en résulte à la fin qu'ils ont généré des erreurs RMS inférieures à 2.5%, mais le modèle à double diodes a produit des résultats légèrement meilleurs que le modèle à une seule diode, ce qui lui rend plus adopté. En plus, une étude des comportements de dégradation des cellules solaires à triples-jonctions par leurs expositions aux conditions extrêmes, ce qui a mené à un développement des nouvelles structures pour augmenter la durée de vie de ces cellules solaires.

Pour achever ce travail, une présentation du logiciel de simulation AFORS-HET, version 2.4.1 a été illustrée, suivi par une présentation de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge, une simulation de cette cellule en fonction de la température entre -10°C et 120°C a consisté de faire varier les épaisseurs des sous-cellules, après une multitude d'expériences, le rendement de la cellule solaire à triple-jonction GaInP/GaAs/Ge est optimisé pour des épaisseurs de 0.01, 100 et 0.02 μm des trois sous-cellules du haut, du milieu et du bas, respectivement, les résultats obtenus peuvent être considérés comme des résultats proches et comparables avec ceux de la littérature, le rendement maximal obtenu (20.4%) à 120°C , est supérieur de 1.1%, pour la cellule solaire simple GaInP/GaAs/Ge de la référence [138], où elle présente un rendement de 19.3%, mais il est inférieur de 2.1% et 3.8% dans les cas où cette cellule contient un revêtement anti reflet Si_3N_4 et à nanotube de ZnO [138], dont les rendements sont 22.5% et 24.2%, respectivement.

Ceci nous a permis de conclure qu'une amélioration au niveau des épaisseurs des sous-cellules, conduit étroitement à un bon rendement sur toute la gamme de la température opérationnelle étudiée. On peut affirmer que les cellules solaires à triples-jonctions à concentration à base des semi-conducteurs III-V, peuvent être considérées comme des cellules solaires relativement rentables.

Bibliographie.

Bibliographie :

- [1] PETIBON, S., Thèse de Doctorat Université Toulouse III (2009).
- [2] N. H. Karam, R. R. King, et al. "Recent Developments in High-Efficiency Ga_{0.5}In_{0.5}P/GaAs/Ge Dual- and Triple-Junction Solar Cells: Steps to Next-Generation PV Cells". Solar Energy Materials and Solar Cells, 2000.
- [3] Les technologies de fabrication des modules. Photovoltaïque.info. [Cited: 12 21, 2011.] <http://www.photovoltaïque.info/Les-differentes-technologies.html>.
- [4] ADEME. Energies et matières renouvelables - Solaire photovoltaïque. Agence de l'environnement et de la maîtrise de l'énergie. [Cited: 01 12, 2012.] <http://ademe.fr/servlet/KBaseShow?sort=-1&cid=96&m=3&catid=13924>.
- [5] Wu, J. When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives. Journal of Applied Physics. 2009, Vol. 106, 011101.
- [6] Pereira, S., et al. Compositional dependence of the strain-free optical band gap in In_xGa_{1-x}N layers. Applied Physics Letters. 2001, Vol. 78, 2137.
- [7] Bechstedt, F., et al. Energy gap and optical properties of In_xGa_{1-x}N. Physica Status Solidi a. 2003, Vol. 195, 628.
- [8] Ruterana, P., et al. Nitride Semiconductors: Handbook on Materials and devices. s.l.: Wiley-VCH Verlag GmbH, 2003. 978-3527403875.
- [9] Wu, J., et al. Small band gap bowing in In_xGa_{1-x}N alloys. Applied Physics Letters. 2002, Vol. 80, 4741.
- [10] uqam.ca-pascal.sca.uqam.ca/~sca5002/Présentation.
- [11] Zaouk, D., et al. « Electrical and optical characteristics of NAPS solar cells of Si (PiN) structure », Environment and Solar, 2000 Mediterranean Conference for 16-17 Nov. 2000 Page(s):93 – 95.
- [12] Bruxelles Environnement .IBGE-Institut Bruxellois pour la gestion de l'environnement. INFOS FICHE-Energie. Le photovoltaïque-Module3 –Fonctionnement et Technologie. Novembre 2010.
- [13] Zaouk, D., et al. « Electrical and optical characteristics of NAPS solar cells of Si (PiN) structure », Environment and Solar, 2000 Mediterranean Conference for 16-17 Nov. 2000 Page(s):93 – 95.
- [14] Castagne, R., et al. Circuits Intégrés en Arséniure de Gallium, Collection technique et scientifique des télécommunications, Masson (1989).
- [15] Pankove, J.L., Optical processes in semiconductors, Dover publications Inc. (1971).

- [16] S. Laval. Physique des Semi-conducteurs III-V, Ecole d'été d'Optoélectronique, Institut d'Electronique Fondamentale, CNRS (URA 022), Université Paris Sud, F-91405 Orsay Cedex, France.
- [17] Willardson, R.K., et al. Semiconductors and semimetals, Academic Press.
- [18] Kittel, C, Introduction à la physique de l'état solide, Dunod (1972).
- [19] Chelikowsky.J.R., et al. Phys. Rev B 14 (1976) 556.
- [20] Blakmore. J.S., Appl. Phys. 53 (1982) R123.
- [21] Vapaille, A., et al. Physique et technologie des dispositifs à semi-conducteurs, Dunod, (1987).
- [22] Ando, T., et al. Review of Modern Physics 54 (1982) 437.
- [23] Hirth, Doctorat d'Etat, Paris VI (1985).
- [24] Oudar, J.L., et al. L'Echo des Recherches 114 (1983) 21.
- [25] Weisbuch, C., et al. Device and circuit applications of III-V super lattice and modulation doping, Academic Press (1987).
- [26] Bixir.IGUIN, L., Wave propagation and group velocity, New-York Academic Press (1960).
- [27] Poulet, H., et al. Spectres de vibration et symétrie des cristaux, Gordon and Breach (1970).
- [28] Dolling. G, et al. Lattice dynamics, , Pergamon Press (1963) 19.
- [29] Pankove, J.L., Optical processes in semiconductors, Dover publications Inc. (1971).
- [30] Oudar, J.L., et al. Nonlinear Optics: Materials and Devices, Ed.Springer-Verlag (1986).
- [31] Sturge, M.D., Phys. Rev.LT7 (1962) 768.
- [32] Kittel, C., Théorie quantique du solide, Dunod (1967).
- [33] Bouchemat, M., Thèse de Doctorat, Orsay (1986).
- [34] Bloembergen, et al. Nonlinear Optics, Inc. (1965).
- [35] Yariv, A., Introduction to Optical Electronics, Holt, Rinehard & Winston (1976).
- [36] Kolner, B.H., et al. IEEE Journ. QE 22 (1986) 79.
- [37] Gibbs, H., Optical Bistability : Controlling Light with Light, Academic Press (1985).
- [38] Huignard, J.P., et al. Nonlinear Optics: Materials and Devices, Springer-Verlag (1986).

- [39] Hesto, P.t Doctorat d'Etat, Orsay (1984).
- [40] Shank, C.V., et al., Appl. Phys. Lett. 18 (1981) 104.
- [41] Alien, S.J., et al. J. Phys. Paris C742(1981)369.
- [42] Hesto, P.t Doctorat d'Etat, Orsay (1984).
- [43] Heiblum.M., et al. Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2200.
- [44] Laval, S., et al. Inst. Phys. Conf. Series 5_6_ (1980) 171.
- [45] Bru, C., Doctorat d'état, Orsay (1988).
- [46] Wu, J., et al. Superior radiation resistance of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ alloys: Full-solar-spectrum photovoltaic material system. Journal of applied physics. 2003, Vol. 94, 6477.
- [47] Yang, C., et al. Photovoltaic effects in InGaN structures with p–n junctions. Physica status solidi A. 2007, Vol. 204, 4288.
- [48] Jani, O., et al. Effect of phase separation on performance of III-V nitride solar cells. Italy : Papier présenté à la 22^{ème} conférence européenne de l'énergie solaire photovoltaïque. 2007.
- [49] Zeng, S.W., et al. Substantial photo-response of InGaN p–i–n homojunction solar cells. Semiconductor Science and Technology. 2009, Vol. 24, 055009.
- [50] Chen, X., et al. Growth, fabrication, and characterization of InGaN solar cells. Physica Status Solidi A. 2008, Vol. 205, 1103.
- [51] Neufeld, C.J., et al. High quantum efficiency InGaN/GaN solar cells with 2.95 eV band gap. Applied Physics Letters. 2008, Vol. 93, 143502.
- [52] Matioli, E., et al. High internal and external quantum efficiency InGaN/GaN solar cells. Applied Physics Letters. 2011, Vol. 98, 021102.
- [53] Lang, J.R., et al. High external quantum efficiency and fill-factor InGaN/GaN heterojunction solar cells grown by NH_3 -based molecular beam epitaxy. Applied Physics Letters. 2011, Vol. 98, 131115.
- [54] Tsai, C.-L., et al. Substrate-free large gap InGaN solar cells with bottom reflector. Solid State Electronics. 2010, Vol. 54, 541.
- [55] Zheng, X., et al. High-quality InGaN/GaN heterojunctions and their photovoltaic effects. Applied Physics Letters. 2008, Vol. 93, 261108.
- [56] Fujiyama, Y., et al. GaInN/GaN p-i-n light-emitting solar cells. Physica Status Solidi C. 2010, Vol. 7, 2382.
- [57] Kuwahara, Y., et al. Nitride-based light-emitting solar cell. Physica Status Solidi C. 2010, Vol. 7, 1807.

- [58] Jani, O., et al. Design and characterization of GaN/InGaN solar cells. *Applied Physics Letters*. 2007, Vol. 91, 132117.
- [59] Dahal, R., et al. InGaN/GaN multiple quantum well solar cells with long operating wavelengths. *Applied Physics Letters*. 2009, Vol. 94, 063505.
- [60] Farrell, R.M., et al. High quantum efficiency InGaN/GaN multiple quantum well solar cells with spectral response extending out to 520 nm. *Applied Physics Letters*. 2011, Vol. 98, 201107.
- [61] Jeng, M.J., et al. Temperature dependences of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ multiple quantum well solar cells. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2009, Vol. 42, 105101.
- [62] Dahal, R., et al. InGaN/GaN multiple quantum well concentrator solar cells. *Applied Physics Letters*. 2010, Vol. 97, 073115.
- [63] Lai, K.Y., et al. Effect of indium fluctuation on the photovoltaic characteristics of InGaN/GaN multiple quantum well solar cells. *Applied Physics Letters*. 2010, Vol. 96, 081103.
- [64] Asgari, et al. Temperature dependence of InGaN/GaN multiple quantum well based high efficiency solar cell. *Solar Energy Materials & Solar Cells*. 2011, Vol. 95, 3124–3129.
- [65] Lee, Y.J., et al. Enhanced conversion efficiency of InGaN multiple quantum well solar cells grown on a patterned sapphire substrate. *Applied Physics letters*. 2011, Vol. 98, 263504.
- [66] Liao, W.Y., et al. Growth and characterization of P-InGaN/i-InGaN/N-GaN double hetero-junction solar cells on pattern sapphire substrates: 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, 2011.
- [67] Sang, L., et al. Enhanced performance of InGaN solar cell by using a super-thin AlN interlayer. *Applied Physics Letters*. 2011, Vol. 99, 161109.
- [68] Lee, H.C., et al. Discussion on electrical characteristics of i- $\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}$ p-i-n photovoltaics by using a single/multi-antireflection layer. *Solar Energy Materials & Solar Cells*. 2010, Vol. 94, 1259.
- [69] Fu, P.H., et al. Efficiency enhancement of InGaN multi-quantum-well solar cells via light harvesting SiO_2 nano-honeycombs. *Applied Physics Letters*. 2012, Vol. 100, 013105.
- [70] Pryce, I.M., et al. Plasmonic nanoparticle enhanced photocurrent in GaN/InGaN/GaN quantum well solar cells. *Applied Physics Letters*. 2010, Vol. 96, 153501.
- [71] Cai, X.M., et al. Fabrication and characterization of InGaN p-i-n homojunction solar cell. *Applied Physics Letters*. 2009, Vol. 95, 173504.
- [72] Xue, J.J., et al. Au/Pt/InGaN/GaN Heterostructure Schottky Prototype Solar Cell. *Chinese Physics Letters*. 2009, Vol. 26, 098102.

- [73] Yamamoto, A., et al. Recent advances in InN-based solar cells: status and challenges in InGaN and InAlN solar cells. *Physica status solidi C*. 2010, Vol. 7, 1309.
- [74] Yamaguchi, M., et al. Novel materials for high-efficiency III–V multi-junction solar cells. *Solar energy*. 2008, Vol. 82, 173.
- [75] King, R.R., et al. Solar cell generations over 40% efficiency: 26th European photovoltaic solar energy conference and exhibition, 2011.
- [76] Bremner, et al. Analysis of Tandem Solar Cell Efficiencies under AM1.5G spectrum using a rapid flux calculation method. *Progress in photovoltaics: Research and applications*. 2008, Vol. 16, 225.
- [77] Hamzaoui, et al. Theoretical possibilities of In_xGa_{1-x}N tandem PV structures. *Solar Energy Materials & Solar Cells*. 2005, Vol. 87, 595.
- [78] SolFocus CPV systems. [Online] 2011. [Cited: 01 20, 2012.] <http://www.solfocus.com/en/technology/#2>.
- [79] Energy Innovations. Sunflower HCPV system. [Online] 2011. [Cited: 01 20, 2012.] <http://www.energyinnovations.com/mount/>.
- [80] Segev, G., et al. Equivalent circuit models for triple-junction concentrator solar cells. *Solar energy materials & solar cells*. 2012, Vol. 98, 57.
- [81] Kurtz, S.R., et al. Modeling of two-junction, series-connected tandem solar cells using top-cell thickness as an adjustable parameter. *Journal of applied physics*. 80, 1990, 1890.
- [82] Wu, J. When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives. *Journal of applied physics*. 2009, Vol. 106, 011101.
- [83] Hsu, et al. Modeling of InGaN/Si tandem solar cells. *Journal of applied physics*. 2008, Vol. 104, 024507.
- [84] Ghazai, A.J., et al. Quaternary n-AlInGaN/p-Si-based solar cell. *Superlattices and Microstructures*. 2012, Vol. 51, 480.
- [85] K. Nishioka, et al. Evaluation of temperature characteristics of high-efficiency InGaP/InGaAs/Ge triple junction solar cells under concentration, *Solar energy materials and solar cells* 85 (2005) 429–436.
- [86] M. Yamaguchi, et al. Super high-efficiency multi-junction and concentrator solar cells, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 90 (2006) 3068–3077.
- [87] G.S. Kinsey, et al. Concentrator multi-junction solar cell characteristics under variable intensity and temperature, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 16 (2008) 503–508.

- [88] G.S. Kinsey, et al. Spectral response and energy output of concentrator multi-junction solar cells, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 17 (2009) 279–288.
- [89] K.C. Reinhardt, et al. Multi-junction solar cell iso-junction dark current study, *Conference Record of the Twenty-Eighth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, 2000, pp. 1118–1121.
- [90] C.Domínguez, et al. Multi-junction solar cell model for translating I–V characteristics as a function of irradiance, spectrum, and cell temperature, *Progress in Photovoltaics : Research and Applications* 18(2010) 272–284.
- [91] K. Nishioka, et al. Detailed analysis of temperature characteristics of an InGaP/InGaAs/Ge triple-junction solar cell, *Journal of Electronic Materials* 39 (2010) 704–708.
- [92] K. Nishioka, et al. Evaluation of InGaP/InGaAs/Ge triple-junction solar cell under concentrated light by simulation program with integrated circuit emphasis, *Japan Journal of Applied Physics* 43 (2004) 882–889.
- [93] Kribus A., et al. Practical cogeneration with concentrating PV, 4th International Conference on Concentrated Solar Concentrators for the Generation of Electricity or Hydrogen (ICSC-4), El Escorial, Spain, 2007.
- [94] M. Steiner, et al. Front contact grid optimization of III–V solar cells with SPICE network simulation, 24th European Solar Energy Conference and Exhibition, Hamburg, Germany, 2009.
- [95] V.M. Emelyanov, et al. Distributed resistance effects simulation in concentrator MJ SCS using 3D-network model, 25th European Solar Energy Conference and Exhibition, Valencia, Spain, 2010.
- [96] K.C.Reinhardt, et al. Junction characteristics of Ga_{0,5} In_{0,5}P n+p diodes and solar cells, *Journal of Applied Physics* 77 (11) (1995) 5747–5750.
- [97] Y.P. Varshni, Temperature dependence of the energy gap in semiconductors, *Physica* 34 (1) (1967) 149–154.
- [98] J.L. Grey, et al. The physics of the solar cells, *Handbook of Photovoltaics Science and Engineering*, Wiley & Sons, Inc., New York, NY, 2003, pp.61-112.
- [99] I. Urgaftman, et al. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys, *Journal of Applied Physics* 89 (11) (2001) 5815–5875.
- [100] K. Nishioka, et al. Annual output estimation of concentrator photovoltaic systems using high-efficiency InGaP/InGaAs/Ge triple junction solar cells based on experimental solar cell's characteristics and field-test meteorological data, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 90 (2006) 57–67.

- [101] K. Nishioka, et al. Evaluation of InGaP/InGaAs/Ge triple junction solar cell and optimization of solar cell's structure focusing on series resistance for high-efficiency concentrator photovoltaic systems, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 90 (2006) 1308-1321.
- [102] H. Helmers, et al. Influence of temperature and irradiance on triple-junction solar sub-cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells* 116(2013)144–152, <http://elsevier.com/locate/solmat>.
- [103] ASTM G 173-03(2008), Standard Tables for Reference Solar Spectral Irradiances: Direct Normal and Hemispherical on 371 Tilted Surface, ASTM International, 2008.
- [104] K. Emery, et al. Procedures for evaluating multi-junction concentrators, in: *Proceedings of the 28th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Anchorage, USA (2000), pp. 1126–1130, <http://dx.doi.org/10.1109/PVSC.2000.916085>.
- [105] G. Stryi-Hipp, et al. Precision spectral response and I–V characterisation of concentrator cells, in : *Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Louisville, USA, 1993, pp. 303–308, <http://dx.doi.org/10.1109/PVSC.1993.347166>.
- [106] Y.P. Varshni, Temperature dependence of the energy gap in semiconductors, *Physica* 34 (1) (1967) 149–154, [http://dx.doi.org/10.1016/0031-8914\(67\)90062-6](http://dx.doi.org/10.1016/0031-8914(67)90062-6).
- [107] ASTM G 173-03 (2008), Standard Tables for Reference Solar Spectral Irradiances: Direct Normal and Hemispherical on 371 Tilted Surface, ASTM International, 2008.
- [108] D. Aiken, et al. Temperature dependent spectral response measurements for III-V multi-junction solar cells, in : *Proceedings of the 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, New Orleans, USA, 2002, pp. 828–831, <http://dx.doi.org/10.1109/PVSC.2002.1190704>.
- [109] G.S. Kinsey, et al. Spectral response and energy output of concentrator multi-junction solar cells, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 17 (5) (2009) 279–288, <http://dx.doi.org/10.1002/pip.875>.
- [110] K. Nishioka, et al. Evaluation of temperature characteristics of high-efficiency InGaP/InGaAs/Ge triple-junction solar cells under concentration, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 85 (3) (2005) 429–436, <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2004.05.008>.
- [111] G.M.M.W. Bissels, et al. Anomalous IV-characteristics of a GaAs solar cell under high irradiance, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 104 (2012) 97–101, <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2012.05.001>.
- [112] R. Hoheisel, et al. Experimental analysis of majority carrier transport processes at hetero-interfaces in photovoltaic devices, *IEEE Journal of Photovoltaics* 2 (3) (2012) 398–402, <http://dx.doi.org/10.1109/jphotov.2012.2199080>.
- [113] K. Nishioka, et al. Annual output estimation of concentrator photovoltaic systems using high-efficiency InGaP/InGaAs/Ge tripple-junction solar cells based on experimental solar cell's characteristics and field-test meteorological data, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 90 (2006) 57–67, <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2005.01.011>.

- [114] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, second ed., John Wiley & Sons, New York, USA, 1981.
- [115] M. Levinshtein, et al. Handbook Series on Semiconductor Parameters. Vol. 1, Si, Ge, C (Diamond), GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb, World Scientific Publishing, Singapore, 1996.
- [116] I. Vurgaftman, et al. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys, Journal of Applied Physics 89 (11) (2001) 5815–5875, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1368156>.
- [117] M.Y. Feteha, et al. The effects of temperature and light concentration on the GaInP/GaAs multijunction solar cell's performance, Renewable Energy 28 (7) (2003) 1097–1104, [http://dx.doi.org/10.1016/s0960-1481\(02\)00211-2](http://dx.doi.org/10.1016/s0960-1481(02)00211-2).
- [118] W. Bagiński, et al. Open circuit voltage temperature coefficients vs. Concentration : theory, indoor measurements, and outdoor measurements, in : Proceedings of the 8th International Conference on Concentrating Photovoltaic Systems, Toledo, Spain, AIP1477, 2012, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4753855>.
- [119] R. Löckenhoff, et al. Development, characterisation and 1000 suns outdoor tests of GaAs monolithic interconnected module (MIM) receivers, Progress in Photovoltaics : Research and Applications 16 (2) (2008)101–112, <http://dx.doi.org/10.1002/pip.778>.
- [120] H. Helmers, et al. Advanced processing techniques used for the development of dual-junction monolithic interconnected modules, in : Proceedings of the 6th International Conference on Concentrating Photovoltaic Systems, Freiburg, Germany, AIP 1277, 2010, pp. 39–42, <http://dx.doi.org/10.1063/1.3509227>.
- [121] H. Helmers, et al. Processing techniques for monolithic interconnection of solar cells at wafer level, IEEE Transactions on Electron Devices 57 (12) (2010) 3355–3360, <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2010.2076190>.
- [122] S-I. Sato, et al. Degradation modeling of InGaP/GaAs/Ge triple-junction solar cells irradiated with various-energy protons, Solar Energy Materials & Solar Cells 93 (2009) 768–773, <http://elsevier.com/locate/solmat>.
- [123] T. Oka, et al. Characterization of InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistors with a heavily doped base, Jpn. J. Appl. Phys. 40 (2001) 5221–5226.
- [124] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/S>.
- [125] R. Ferrini, et al. Optical functions of InGaP/GaAs epitaxial layers from 0.01 to 5.5 eV, Eur. Phys. J. B 27 (2002) 449–458.
- [126] A. Khan, et al. Thermal annealing study of 1MeV electron-irradiation-induced defects in n⁺p InGaP diodes and solar cells, J.Appl.Phys.91(2002)2391–2397.

- [127] J.J. Loferski, et al. Radiation damage in Ge and Si detected by carrier lifetime changes: damage thresholds, Phys. Rev. 111(1958)432–439.
- [128] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaInP/optic.html>.
- [129] J. M. Olson, et al. A 27.3% Efficient Ga_{0.5}In_{0.5}P/GaAs Tandem Solar Cell, Appl. Phys. Lett. **56**, p.623 (1990).
- [130] N. H. Karam, et al. Recent Developments in High-Efficiency Ga_{0.5}In_{0.5}P/GaAs/Ge Dual- and Triple-Junction Solar Cells: Steps to Next-Generation PV Cells. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2000.
- [131] H. L. Cotal, et al. Triple-Junction Solar Cell Efficiencies Above 32%: The Promise and Challenges of Their Application in High-Concentration-Ratio PV Systems. 28th IEEE PVSC (2000).
- [132] S. R. Kurtz, et al. Projected Performance of Three and Four-Junction Devices Using GaAs and GaInP. 26th IEEE PVSC (1997), p.875.
- [133] Sarah Kurtz et al., Modeling of Electron Diffusion Length in GaInAsN Solar Cells. 28th IEEE PVSC (2000).
- [134] R. R. King, et al. Metamorphic GaInP/GaInAs/Ge. 28th IEEE PVSC (2000).
- [135] F. Dimroth, et al. 25.5% Efficient Ga_{0.35}In_{0.65}P/Ga_{0.83}In_{0.17}As Tandem Solar Cells Grown on GaAs Substrates." IEEE Electron Device Lett. 21, p.209 (2000).
- [136] D. D. Krut, et al. Wide Acceptance Angle, Non-Imaging, Triple-Junction Based, 10× Composite Space Concentrator. 28th IEEE PVSC (2000).
- [137] J. E. Granata, et al. Triple-Junction GaInP₂/GaAs/Ge Solar Cells – Production Status, Qualification Results, and Operational Benefits. 28th IEEE PVSC (2000).
- [138] Chung et al. Efficiency improvement of InGaP/GaAs/Ge solar cells by hydrothermal deposited ZnO nanotube structure. Nanoscale Research Letters 2014, <http://www.nanoscale.reslett.com/content/9/1/338>.
- [139] Yen C, Lee CT: Sol Energy 2013, 89:17.
- [140] Veljko Nikolić, Nebojša Janković. A simulation study of experimental GaInP / InGaAs /Ge triple-junction Solar Cell, Proceedings of Small Systems Simulation Symposium 2012, Niš, Serbia, 12th-14th February 2012.

Résumé.

Résumé :

Dans ce travail, une très vaste étude sur les cellules solaires et les applications des matériaux semi-conducteurs III-V à été abordée, ainsi un aperçu sur les lois régissant le rayonnement solaire à travers son cheminement vers la terre.

Une explication rigoureuse du phénomène de la conversion photovoltaïque à été détaillée en faisant un éclaircissement du principe de fonctionnement de la cellule solaire avec leurs paramètres et caractéristiques.

Les matériaux semi-conducteurs III-V on été définis et traités en déterminant leurs propriétés physiques, optiques et électriques, aussi bien leurs applications dans le domaine photovoltaïque.

Une étude sur les cellules solaires à triples-jonctions à concentration à base des semi-conducteurs III-V à été réalisée, ainsi une présentation du logiciel de simulation AFORS-HET, version 2.4.1, aussi bien que le procédé de fabrication de la cellule solaire à triple-jonction à base des semi-conducteurs III-V : GaInP/GaAs/Ge, cette dernière a été simulée et les résultats ont été discutés et comparés avec ceux de la littérature.

Abstract:

In this work, a very large study of solar cells and applications of III-V semiconductor materials was discussed, and an overview of the laws governing the solar radiation through its journey to Earth.

A rigorous explanation of the phenomenon of photovoltaic conversion has been detailed by clarifying the operating principle of the solar cell with their parameters and characteristics.

The III-V semiconductor materials have been identified and addressed by determining their physical, optical and electrical properties, as well as their applications in the photovoltaic field.

A study of a triple-junction concentrated solar cells based on III-V semiconductor has been carried, so a presentation of the simulation software AFORS-HET, Version 2.4.1, as well as the manufacturing process of the triple-junction solar cells based on III-V semiconductor: GaInP/GaAs/Ge, which it was simulated and the results were discussed and compared with those in the literature.

ملخص :

يتمحور هذا العمل حول دراسة واسعة للخلايا الشمسية ومختلف تطبيقات أشباه النواقل V-III، حيث قمنا بنظرة مفصلة على القوانين التي تحكم الإشعاع الشمسي خلال مساره نحو الأرض.

فقد تم تعريف و بطريقة جد مفصلة ظاهرة الفعل الكهروفولطي، من خلال إظهار آلية عمل الخلية الضوئية ومميزاتها.

كما قمنا بتعريف مواد أشباه النواقل V-III ، حيث تمت دراستها وتحديد خواصها الفيزيائية ، الضوئية و الكهربائية و التطرق إلى مجالات استخدامها في الميدان الكهروفولطي.

بالإضافة إلى ذلك، قمنا بدراسة الخلايا الشمسية ثلاثية التقاطعات ذات أشباه النواقل III – V ، حيث تم عرض برنامج المحاكاة AFORS-HET بنسخة إصدار 2.4.1، كذلك عرض مفصل لمراحل تصنيع الخلية الشمسية ثلاثية التقاطعات، ذات أشباه النواقل V – III : GaInP/GaAs/Ge ، حيث تمت محاكاة هذه الخلية و القيام بتحليل ومناقشة النتائج بالمقارنة مع نتائج المراجع.

