THÈSE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE MONTPELLIER

En spécialité Électronique

École doctorale : Information, Structures, Systèmes I2S

Unité de recherche : Institut d'Électronique et des Systèmes IES

Physique des cellules solaires fonctionnant sous stress thermique

Présentée par Oublon Paul

Le 19 avril 2023

Sous la direction de Cuminal Yvan et Vaillon Rodolphe

Devant le jury composé de

Almuneau Guilhem, DR CNRS, LAAS, CNRS	Président du jury
Kaminski-Cachopo Anne, Professeur, IMEP-LAHC	Rapporteure
Mencaraglia Denis, DR CNRS Émérite, GeePs	Rapporteur
Chemisana Daniel, Professeur, Université de Lérida	Examinateur
Cuminal Yvan, Maître de Conférences HDR, IES, Univ Montpellier, CNRS	Directeur de thèse
Vaillon Rodolphe, DR CNRS, IES, Univ Montpellier, CNRS	Directeur de thèse

UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

Cela pourrait marquer le début d'une nouvelle ère, menant à terme à la réalisation de l'un des rêves les plus chers de l'humanité - l'exploitation de l'énergie presque illimitée du soleil pour les besoins de la civilisation.

- The New York Times, 1954

Déclaration

Ce travail a été soutenu en partie par le Programme « Investissements d'Avenir » géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) sous le contrat ANR-10-LABX-22-01-SOLSTICE.

Cette thèse a été cofinancée par l'Université de Montpellier et le LabEx SOLSTICE. La conception, fabrication, caractérisation et simulation de cellules solaires ont été réalisées à l'Institut d'Électronique et des Systèmes (IES UMR5214) à Montpellier, France.

Ce travail a fait l'objet d'une collaboration avec : le laboratoire du LAAS-CNRS de Toulouse, France, pour l'épitaxie des cellules solaires ; le laboratoire Pprime (UPR 3346) de Poitiers, France, pour les mesures d'ellipsométrie ; le laboratoire Charles Coulomb (L2C UMR 5221) de Montpellier, France, pour des mesures d'effet Hall ; l'université de Lérida (Universitat de Lleida), Espagne, pour les mesures de durée de vie et des mesures de réponse spectrale.

Remerciements

Cette thèse s'est déroulée à l'Institut d'Électronique et des Systèmes (IES, UMR 5214) à Montpellier. Je tiens à remercier Messieurs Alain Foucaran (Professeur) et Philippe Combette (Professeur) qui se succédèrent à la direction du laboratoire durant ma thèse. Dans le cadre du financement de cette thèse, je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Philippe Augé (Professeur), directeur de l'université de Montpellier, ainsi que Madame Françoise Bataille (Professeur) et Monsieur Gilles Flamant (Directeur de recherche émérite), membres du Comité de direction du LabEx SOLSTICE.

Je tiens à remercier profondément mes encadrants de thèse Yvan Cuminal et Rodolphe Vaillon d'avoir été mes conseillers tout au long de ma thèse. Je les remercie en particulier pour le temps consacré à nos nombreuses réunions. Je les remercie encore de m'avoir permis de réaliser ma thèse dans les meilleures conditions possibles compte tenu de la crise sanitaire.

En plus de mes directeurs de thèse, j'ai également l'honneur d'avoir un excellent jury : Anne Kaminski-Cachopo (Professeur), Denis Mencaraglia (Directeur de recherche émérite), Guilhem Almuneau (Directeur de recherche) et Daniel Chemisana (Professeur) que je souhaite remercier pour leur présence et leur éclairage scientifique. Je tiens à remercier plus particulièrement Guilhem Almuneau ainsi que Daniel Chemisana, pour les échanges que nous avons pu avoir et leur implication concernant la réalisation des cellules solaires et leur caractérisation. Je remercie également Denis Mencaraglia pour l'organisation des journées nationales du photovoltaïque (JNPV).

Un grand merci aux autres membres de l'équipe MACSEE. Je tiens à remercier tout particulièrement Nicolas Camara, sans qui je n'aurais sans doute pas débuté cette thèse, ainsi que Stéphanie Parola et Frédéric Martinez, pour leur aide dans les étapes de caractérisation et de modélisation. Je remercie également Fabien Pascal et Bruno Sagnes pour leur aide à mon

intégration dans l'équipe et aux différentes démarches administratives. Si ces années de thèse se sont aussi embellies c'est grâce à la présence des autres doctorants, je pense notamment à Bastien, Joanna et Johnny, et à ceux qui les ont succédés, Lucas et Basile à qui je souhaite une totale réussite dans la poursuite et fin de leur thèse.

La réalisation de l'épitaxie de mes cellules solaires n'aurait pas pu se concrétiser sans la participation et l'aide continue de Guilhem Almuneau, Inès Massiot, Maxime Levillayer et Alexandre Arnoult du LAAS-CNRS, que je remercie grandement. Un grand merci pour l'accompagnement, la formation et l'aide précieuse des membres de la CTM de la salle blanche de l'IES : Frédérique Pichot, Renaud Félix et Jean-Marie Peiris. Je remercie les échanges et conseils avisés d'Ariane Meguekam-Sado et Maxime Bouschet, mais également le temps partagé en salle blanche et la bonne humeur de Claire Jolly, Audrey Sebban, Oramany Phouphetlinthong, Patricia Loren, Rudy Desgarceaux et Andres Remi. Je remercie grandement Simon Hurand et Jérémie Drevillon du laboratoire Pprime et l'équipe d'experts du L2C pour les mesures réalisées dans leurs laboratoires.

Je pense bien évidement à toutes les personnes que j'ai pu côtoyer durant les formations et conférences et en particulier à l'école de physique des Houches en 2020 (Koffi, Jérémy, Fei, Bérengère, Capucine, Marie, Maxime, Tiphaine et Dounia).

Je remercie très grandement le professeur M. R. Shenoy du département de physique de l'institut indien de technologie de Delhi (Indian Institute of Technology Delhi) pour son cours intitulé "Semiconductor Optoelectronics". Je le remercie de m'avoir permis d'obtenir une base de connaissance solide sur la physique des semiconducteurs ainsi que leurs procédés de fabrication et de caractérisation.

S'il y a bien une personne qui peut vous donner envie de vous lancer dans toute aventure, il s'agit bien de Dr. Ing. Maurizio Fenech. Merci pour tout.

Il y a aussi tous mes amis, ceux d'Aix-en-Provence : Arthur, Florian, Mélissa, et de Montpellier : Bastien et Nadine, Lucas, Basile, Maroua, Seng Kien et Martha. Enfin pour finir je souhaite remercie très chaleureusement mes parents, toute ma famille, mon chat Pluminou, et surtout ma tendre Marine.

Table des matières

Introduction générale **xvii**

1 Cellules solaires opérant à haute température **1**
1.1 L'énergie photovoltaïque 2
1.1.1 Le développement du photovoltaïque 2
1.1.2 Fonctionnement et limite de rendement d'une cellule photovoltaïque . 3
1.1.3 Technologies du photovoltaïque 8
1.2 Photovoltaïque en conditions de stress thermique 11
1.2.1 Photovoltaïque pour le spatial proche du soleil 11
1.2.2 Hybridation entre les conversions photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire 14
1.2.3 Propriétés radiatives idéales en fonction de l'application 18
1.3 Cellules solaires opérant à haute température 20
1.3.1 État de l'art des cellules solaires opérant à haute température 20
1.3.2 Dépendance à la température des performances des cellules solaires . 23
1.4 Étude bibliographique des cellules solaires en GaAs testées à haute température 25
1.4.1 Matériaux et architectures des cellules 26
1.4.2 Performances des cellules solaires en GaAs testées à haute température 30
1.5 Conclusions 37

2 Véhicule de test optimisé à 25 °C **39**
2.1 Cellules solaires GaAs conventionnelles opérant à 25 °C 40
2.1.1 Matériaux et architectures des cellules solaires en GaAs 40
2.1.2 Résumé des choix de fabrication des cellules solaires GaAs 45
2.2 Conception d'une cellule GaAs conventionnelle optimisée à 25 °C 45
2.2.1 Modèles 45

2.2.2 Modélisation d'une cellule de référence 48
2.2.3 Optimisation de la cellule à température ambiante 58
2.3 Fabrication des cellules et d'échantillons spécifiques 62
2.3.1 Contacts 62
2.3.2 Gravure humide de la couche cap 64
2.3.3 Dépôt et gravure de la couche anti-reflets 65
2.3.4 Échantillons spécifiques 66
2.4 Caractérisation des cellules et de leurs composants 67
2.4.1 Mesures de l'EQE 67
2.4.2 Mesures de la caractéristique courant-tension 68
2.4.3 Mesures de résistivité spécifique de contact 69
2.4.4 Mesures de la mobilité par effet hall 73
2.4.5 Mesures des propriétés optiques par ellipsométrie 75
2.4.6 Mesures de photoluminescence 76
2.5 Conclusions 77

3 Caractérisation de la cellule et de ses composants à 25 °C et de 150 à 200 °C 79
3.1 Système de chauffe et de contrôle de la température 80
3.1.1 Système de chauffe développé en interne 80
3.1.2 Platine de chauffe Linkam 88
3.1.3 Autres systèmes de chauffe 89
3.2 Caractérisation de la cellule à 25 °C et de 150 à 200 °C 89
3.2.1 Réponse spectrale 90
3.2.2 Caractéristique courant-tension 94
3.3 Propriétés optiques et électriques des matériaux de 150 à 200 °C 96
3.3.1 Mobilité par effet Hall 96
3.3.2 Résistivité spécifique de contact 98
3.3.3 Caractérisation optique des matériaux qui composent la cellule 103
3.3.4 Durées de vie des porteurs minoritaires 110
3.4 Conclusions 118

4 Analyse de la physique qui gouverne le comportement des cellules de 150 à 200 °C 119
4.1 Analyse physique de l'évolution des performances de la cellule de 150 à 200 °C 121
4.1.1 Évolution des figures de mérite de la cellule en GaAs testée de 150 à 200 °C 121
4.1.2 Analyse du comportement de la tension de circuit ouvert 123
4.2 Modélisation des performances de la cellule de 150 à 200 °C 126

4.2.1 Propriétés physiques utilisées pour la modélisation des performances de la cellule de 150 à 200 °C 127
4.2.2 Modélisation des performances de la cellule 130
4.3 Représentation graphique et bilan des pertes fondamentales 133
4.3.1 Pertes fondamentales de courant 134
4.3.2 Pertes fondamentales de tension 137
4.3.3 Évolution des pertes fondamentales de 25 à 200 °C 139
4.4 Comportement optique de la cellule de 150 à 200 °C 141
4.5 Bilan détaillé des pertes et gains de 150 à 200 °C 148
4.5.1 Gain de courant associé à la queue de bande d'Urbach 149
4.5.2 Pertes de courant 150
4.5.3 Pertes de tension 154
4.6 Analyse de l'augmentation du rapport $\eta^{réel}/\eta^{SQ}$ lorsque la température augmente 157
4.7 Conclusions 163

5 Conclusion générale 165

Bibliographie 173

Liste des symboles

Symboles

A	Absorptance
A^*	Constante de Richardson
B_{rad}	Coefficient de recombinaisons radiatives
C	Coefficient d'Auger
E	Champ électrique ; émissivité
E_c	Énergie de bande de conduction
E_{fc}	Quasi-niveau de Fermi des électrons
E_{fv}	Quasi-niveau de Fermi des trous
E_g	Énergie de bande interdite
E_λ	Densité de puissance spectrale
ε_0	Permittivité du vide
ε_r	Constante diélectrique
E_v	Énergie de bande de valence
G	Taux de génération
I_{ph}	Photocourant
J_0	Densité surfacique de courant de recombinaison ou d'obscurité
J_{cc}	Densité surfacique de courant de court-circuit
J_n	Densité de courant des électrons

J_p Densité de courant des trous

k Indice d'extinction

L_λ Luminescence spectrale

m_e Masse effective des électrons

m_t Masse effective des trous

μ_n, μ_e Mobilité des électrons

μ_p,μ_t Mobilité des trous

n Indice de réflexion ; densité d'électrons

N_A Densité de porteurs accepteurs ionisés

N_c Densité effective d'état de la bande de condution

N_D Densité de porteurs donneurs ionisés

n_i Densité intrinsèque de charges

n_{id} Facteur d'idéalité

N_v Densité effective d'état de la bande de valence

p Densité de trous

ϕ_{ph} Densité de flux de photon

ϕ_B Hauteur de barrière

ϕ_m Travail de sortie du métal

ϕ_{RP} Facteur de recyclage de photon

P_R Pertes résistives

R Taux de recombinaison

R_{lat} Résistance de couche/latérale

ρ_c Résistivité spécifique du contact

R_p Résistance parallèle

R_s Résistance série

T_{amb} Température Ambiante

τ_{srh} Durée de vie relative aux recombinaisons Shockley Read Hall (SRH)

T_c Température de la cellule

V_{co} Tension de circuit ouvert

X_c Facteur de concentration

Symboles Grecs

α Coefficient de température de la sonde $pt100$

χ Affinité électronique

ε Permitivité, emissivité

ν Fréquence

λ Longueur d'onde, coefficient de conductivité thermique

ψ Potentiel électrostatique

τ Durée de vie

Constantes fondamentales de la physique

c Célérité de la lumière dans le vide

h Constante de Planck

$\hbar$ Constante de Planck réduite

k_b Constante de Boltzmann

q Charge élémentaire

σ_s Constante de Stefan-Boltzmann

Indices

bb Corps noir (black body) ; busbar

cm Couches minces

d Doigts

$emett$ Émetteur

λ Spectral

maj Majoritaire

mc Muticristallin

ph Photons

pm Puissance maximale

rad Radiatif

sub Substrat

Composés chimiques

AlGaInP Phosphure d'aluminium de gallium indium

CdS Sulfure de cadmium

CdTe Tellurure de cadmium

CIGS Séléniure de cuivre d'indium et de gallium

CO_2 Dioxyde de carbone

GaAs Arséniure de gallium

GaInP Phosphure de gallium-indium

GaP Phosphure de gallium

Ge Germanium

H_2O_2 Péroxyde d'hydrogène

InP Phosphure d'indium

MgF_2 Fluorure de magnésium

SiO_2 Dioxyde de silicium

Si Silicium

Ta_2O_5 Oxyde de tantale

ZnS Sulfure de zinc

Acronymes

AIE Agence Internationale de l'Énergie

AM Air Mass

ASE Agence Spatiale Européene

ASTM American Society for Testing and Materials

BIPV Building Integrated Photovoltaics

CAR Couche Anti-Reflets

COP Conference of the Parties

CPV Concentration photovoltaïque

CSA Champ de Surface Arrière

CSP Concentrated Solar Power

CST Conditions Standards de Test

DRX Diffraction de rayons X

ECS Eau Chaude Sanitaire

EJM Épitaxie par jets moléculaires

EPL Épitaxie en Phase Liquide

EQE Efficacité Quantique Externe

EQI Efficacité Quantique Interne

FF Facteur de Forme

IES Institut d'Électronique et des Systèmes

LAAS Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes

MACSEE Microélectronique Composants Systèmes Efficacité Énergétique

MESSENGER MErcury Surface, Space ENvironment, GEochemistry and Ranging

MLTC Méthode des Longueurs de Transfert Circulaire

MLT Méthode des Longueurs de Transfert

MOVPE, MOCVD Metalorganic vapour-phase epitaxy, metalorganic chemical vapour deposition

NASA National Aeronautics and Space Administration

NID Non Intentionnellement Dopé

NREL National Renewable Energy Laboratory

OIE Oxyde d'Indium-Étain

ONU Organisation des Nations unies

PCI Plasma à Couplage Inductif

PL Photoluminescence

PLRT Photoluminescence Résolue en Temps

PSP Parker Solar Probe

PV Photovoltaïque

PVTEG Photovoltaïque-thermoélectrique

PVT Photovoltaïque-thermique

SQ Shockley-Queisser

SRH Shockley-Read-Hall

SSI Station Spatiale Internationale

USM Unités de Source et de Mesure

UV Ultraviolet

VRS Vitesse de Recombinaison Surfacique

Introduction générale

Pourquoi avons-nous besoin de cellules solaires à haute température ?

Le soleil est une source presque illimitée d'énergie. Avec une espérance de vie de 10 milliards d'années, il lui reste plus de 5 milliards d'années à briller. La puissance délivrée à la terre par notre étoile est de 174 000 térawatts [1]. Sur une seule année, l'énergie disponible est de 1,55 10^{18} kWh, ce qui permettrait de subvenir aux besoins de la consommation mondiale (1,66 10^{16} kWh [2]), pour près de dix mille ans.

En parallèle, l'humanité doit aujourd'hui faire face à des écarts entre ses niveaux d'adaptation et ceux nécessaires pour réduire les risques du changement climatique [3]. Les pays du monde se déclarent extrêmement préoccupés par les activités anthropiques qui sont responsables en 2021 d'un réchauffement de la température de 1,1 °C par rapport à l'ère préindustrielle. Ils ont réaffirmé, lors de la 26e conférence annuelle de l'ONU sur le climat (COP26), l'objectif de l'accord de Paris de maintenir l'augmentation de la température en dessous d'un seuil de 1,5 °C [4].

Des scénarios énergétiques sont à l'étude pour réduire la production de dioxyde de carbone (CO_2) qui est l'un des vecteurs du changement climatique. À l'échelle nationale, au cœur du projet de neutralité carbone d'ici 2050, l'ensemble des scénarios proposés reposent sur un approvisionnement composé à plus de 70 % d'énergies renouvelables [5] et où le vecteur principal est l'électricité. Pour l'agence internationale de l'énergie (AIE), le constat est que le solaire photovoltaïque (PV) a son rôle à jouer dans la transition énergétique mondiale. Il devrait, avec l'éolien, contribuer aux deux tiers de la croissance des énergies renouvelables [6].

L'énergie solaire ou l'éolien font partie des sources énergétiques qui se développent le plus rapidement. La puissance de photovoltaïque installée dans le monde a augmenté de presque 200 % sur la dernière décennie (Figure 1). Elle est en passe de devenir la source d'électricité la moins chère du marché avec un prix divisé par 10 sur la même période. Il est donc d'un réel intérêt aujourd'hui d'accompagner l'essor des meilleures technologies du photovoltaïque pour

une action efficace en faveur du climat.

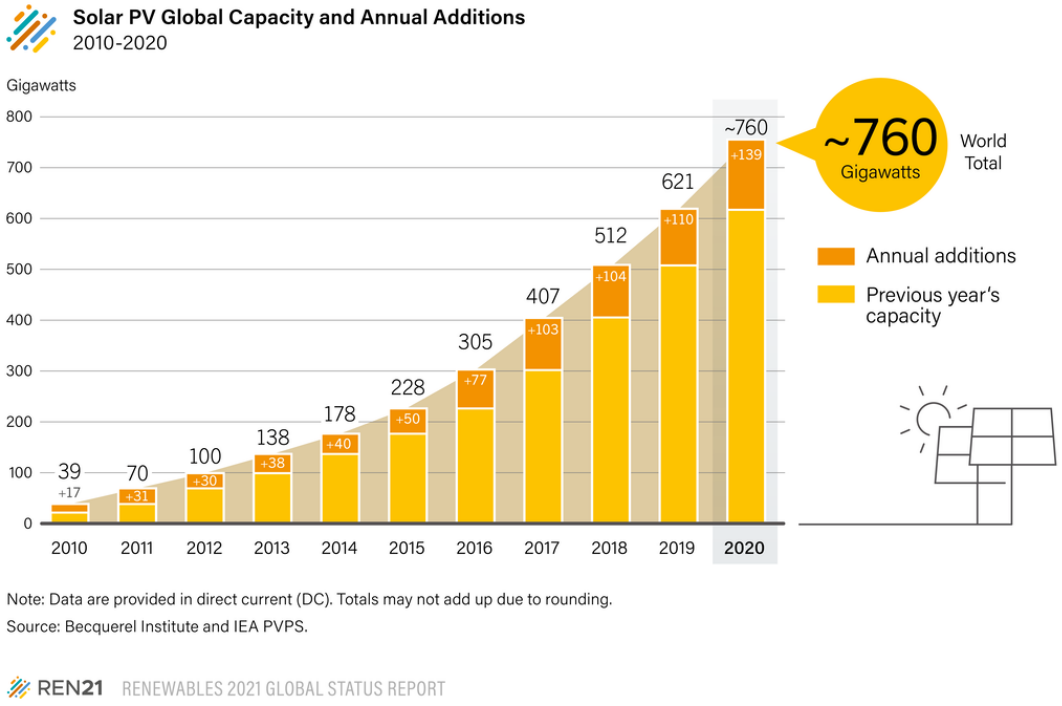


FIGURE 1 - *Évolution de la capacité de production du photovoltaïque de 2010 à 2020 [7].*

Un ensemble d'indicateurs est utilisé par la communauté photovoltaïque pour évaluer les performances des cellules et modules PV [8, 9]. Les paramètres qui influencent directement la mesure de ces indicateurs doivent donc être bien définis. Les conditions standards de test (CST) constituent la norme d'évaluation des performances des cellules et modules photovoltaïques. Elles permettent de comparer les modules PV issus d'une même ou bien de différentes technologies. Le détail de ces conditions est défini par l'IEC 60904-3 [10] : la température de la cellule est fixée à 25 °C, l'irradiance spectrale est fixée à 1000 W/m^2 et la masse d'air correspond à l'AM 1,5 Globale [1].

Cette convention est très largement adoptée dans la communauté du photovoltaïque. Elle établit un cadre de référence pour l'optimisation des performances des cellules. Le graphique du NREL qui recense depuis 1975 l'évolution des rendements records des différentes technologies de cellules dans les conditions standards de test (Figure 2) peut en témoigner.

1. Spectre solaire de référence de l'« American Society for Testing and Materials » (ASTM G-173-03 [11]). L'« Air Mass 1,5 » (AM1,5), se définit comme la distance parcourue par le flux dans l'atmosphère équivalente à 1,5 fois celle de la normale. Trois spectres de référence se distinguent, le spectre hors de l'atmosphère terrestre (AM0), de puissance totale 1353 W/m^2, le spectre solaire terrestre en prenant en compte la partie diffuse (AM1.5G), de puissance totale 1000 W/m^2, la composante directe (AM1.5D), de puissance totale 900 W/m^2.

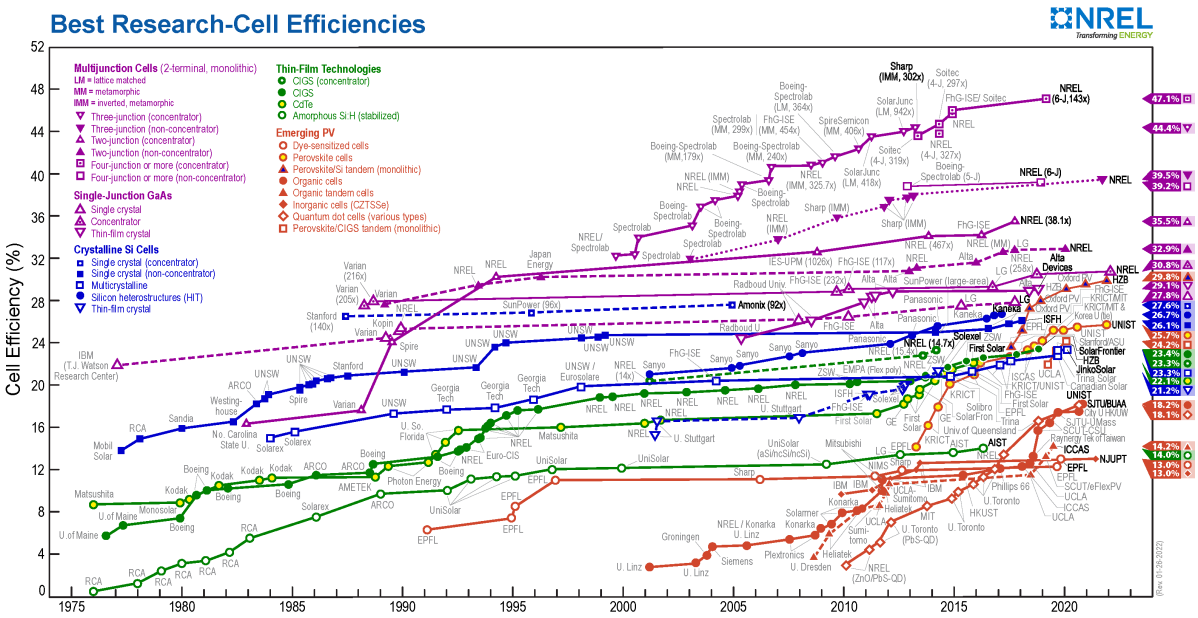


FIGURE 2 - *Évolution des performances des cellules records, dans les conditions standards de test, pour différentes technologies de 1975 à 2022 [12].*

Les conditions standards de test sont un cadre de référence, cependant elles ne sont pas représentatives des conditions de températures et d'illuminations rencontrées en conditions réelles de fonctionnement. La Figure 3 présente le cas général d'un panneau en silicium polycristallin (pc-Si) installé en Italie [13]. On observe que la majorité du temps, le module évolue dans des conditions non standards. Dans ces conditions opératoires, la déviation en température des CST peut aller jusqu'à +35 °C.

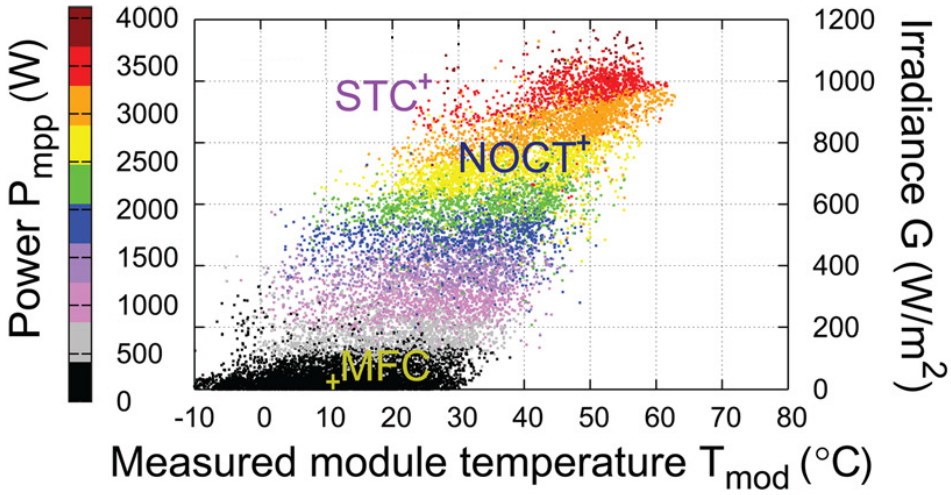


FIGURE 3 - *Mesure des performances d'un panneau PV pc-Si installé en Italie, en fonction de la température et de l'irradiance spectrale. Figure issue de la publication de Moser et al. [13].*

Dans des conditions opératoires plus sévères que pour un champ de panneaux photovoltaïque, cette déviation peut atteindre plusieurs centaines de degrés. D'une part, comme illustré sur la Figure 4, les cellules développées pour les missions spatiales proches du soleil rencontrent de rudes conditions opératoires. Elles doivent répondre à de fortes intensités (plusieurs fois celle de la terre), des niveaux élevés de radiation et de hautes températures (140 °C de moyenne pour l'orbite de mercure et supérieures à 300 °C dans certains cas [9, 14, 15, 16, 17]).

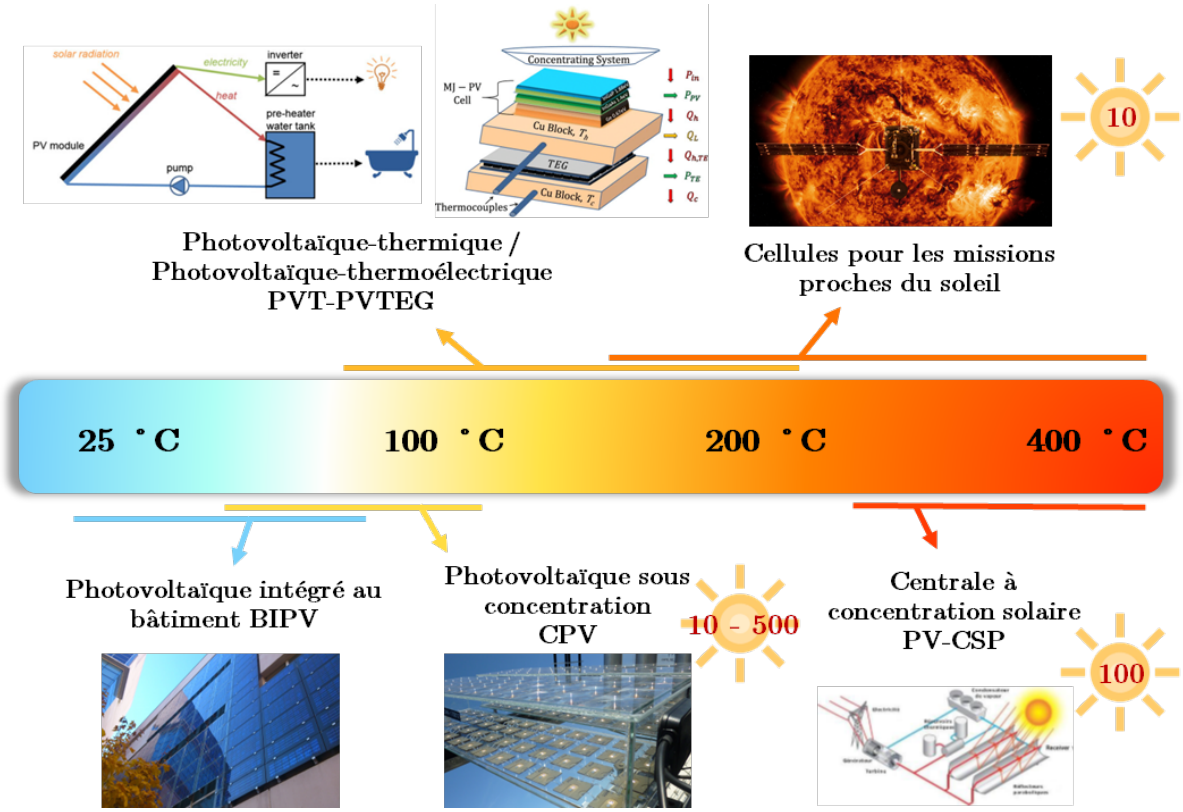


FIGURE 4 - *État de l'art des applications du photovoltaïque en fonction de leurs conditions opératoires. La frise centrale donne la plage de température et les soleils le facteur de concentration. Illustration d'un système qui assure une production d'électricité photovoltaïque couplée à une production thermique (PVT [14]) ou couplée à un système thermoélectrique (PVTEG [18]). Vue d'artiste de « Solar Orbiter » face au soleil (PV missions proches du soleil [19]). Photographie de panneaux intégrés au bâtiment (BIPV [20]) et sous concentration (CPV [21]).*

D'autre part, afin d'améliorer le rendement global des systèmes terrestres, les conditions optimales d'hybridation du photovoltaïque avec une production thermique (PVT) ou thermoélectrique (PVTEG) conduisent à des températures possiblement supérieures à 100 °C [18, 22, 23]. L'analyse thermodynamique de la limite physique de ces dispositifs [24] donne un rendement global strictement équivalent à celui d'un système photovoltaïque ou thermique pris séparément (86,8 %). De tels systèmes conçus avec une cellule simple jonction peuvent atteindre

un rendement très proche du précédent (86,7 %) et bien supérieur à celui d'un convertisseur photovoltaïque simple jonction seul, pour le spectre incident d'un corps noir à la température du soleil (40,7 %). Différentes approches par modélisation de tels systèmes fournissent une température optimale de fonctionnement de 450 K (∼177 °C) [25].

Ces systèmes doivent relever des défis spécifiques pour atteindre de telles performances. Il est connu que les performances de conversion photovoltaïque diminuent avec l'augmentation de la température [14, 26]. Le flux incident qui ne participe pas à la conversion photovoltaïque est une perte sous forme de chaleur. Cette chaleur doit être minimisée pour éviter la diminution des performances des systèmes PV. Pour le spatial, le vide élimine le mode de transfert convectif et des solutions radiatives ou de conduction doivent être adoptées. L'un des enjeux est alors de ne garder que le flux utile à la conversion photovoltaïque. Pour l'hybridation de la conversion solaire photovoltaïque avec une conversion solaire thermique (PVT-PVTEG, PV-CSP), l'ensemble du flux est utile. Le flux qui ne participe pas à la conversion photovoltaïque est valorisé sous forme de chaleur ou d'électricité. Dans ces deux cas, les cellules doivent alors fonctionner de manière optimale à haute température (>100 °C).

Comment développer des cellules solaires optimisées pour de hautes températures ?

Classiquement, on évalue la dégradation des performances des cellules photovoltaïques en fonction de la température en définissant des coefficients de température [27]. Ils s'expriment comme l'écart entre les performances à une température de référence (CST) et à la température ciblée divisée par l'écart de température. À titre d'exemple, pour un coefficient de température typique de -0,2 %/°C pour une cellule en arséniure de gallium (GaAs), un rendement de 27,8 % à 25 °C, tombe à 16,8 % à 80 °C. La définition de ces coefficients repose sur une évolution linéaire des performances des cellules solaires par rapport à l'augmentation de température. C'est généralement le cas pour la plupart des cellules sur la plage de -100 à 100 °C [9]. Pour une plage de température plus élevée, Vaillon et al. [26] montrent qu'une cellule qui présente les meilleures performances à 25 °C ne fonctionne pas nécessairement de manière optimale à une température bien plus élevée (>100 °C). Ce constat implique qu'une cellule optimisée à haute température diffère en termes d'architecture et de choix de ses composants de celle optimisée dans les conditions standards de test (CST). Plus évocatrice, la figure 5 illustre les récents travaux de Grandidier et al. [28, 29], qui présentent le développement de cellules solaires pour l'environnement de Vénus. Dans la haute atmosphère de Vénus, où la température est de 300 °C, l'épaisseur optimale de la cellule de phosphure de gallium-indium (GaInP) est

de 200 nm. En comparaison, à la surface où la température peut atteindre 465 °C, l'épaisseur optimale est 4 fois supérieure.

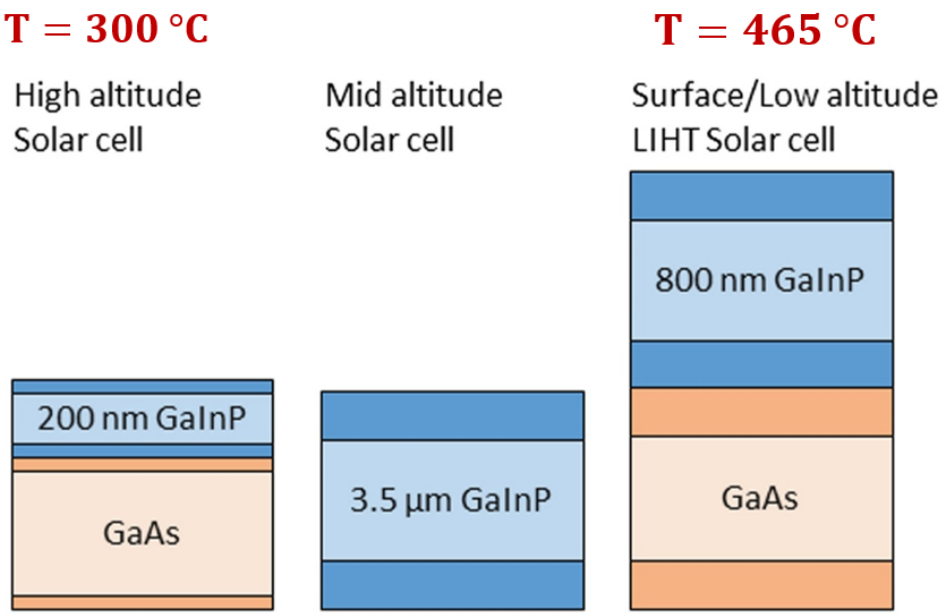


FIGURE 5 - *Conception d'une cellule solaire optimisée pour l'atmosphère de Venus à différentes conditions d'altitude et de température. Figure issue des travaux de Grandidier et al. [29].*

Une compréhension de la physique qui gouverne le comportement des cellules PV à haute température s'avère donc nécessaire. Certaines approches expérimentales supportées par différents modèles ont été menées [29, 30, 31, 32, 33, 34]. Le mode opératoire consiste à concevoir une cellule solaire optimisée dans les conditions standards de test dont les performances sont mesurées à haute température. Des modèles permettent alors d'identifier et d'analyser la dépendance en température des paramètres physiques. On distingue deux types de modèles principaux : les modèles analytiques, basés sur l'extraction de données à l'aide de la caractéristique courant-tension des cellules et les modèles plus précis, basés sur la physique des cellules solaires qui couplent des résolutions optiques et électriques. Ces différents travaux se basent essentiellement sur des modèles analytiques dont la plupart montrent des différences avec les résultats expérimentaux [31]. Les modèles physiques présentent l'avantage de prendre en considération un grand nombre de propriétés physiques tirées de données expérimentales ou bien de modèles. Ils permettent ainsi de fournir une analyse détaillée du comportement optique et de la physique qui gouvernent les performances de la cellule. À ce jour, aucune analyse complète de la physique qui régit le comportement des cellules photovoltaïques à une température supérieure à 100 °C par de tels modèles n'a encore été proposée.

Introduction du plan

Le calcul de la limite théorique du rendement de conversion photovoltaïque en fonction de la température montre que l'arséniure de gallium (GaAs) est l'un des choix optimums sur la plage de température de 150 à 200 °C [35]. En outre, les cellules solaires en arséniure de gallium ont été largement étudiées et utilisées dans l'industrie spatiale pour leur stabilité dans des conditions de température et d'illumination difficiles [36]. Dans cette thèse, l'analyse détaillée de la physique qui gouverne le comportement des cellules conventionnelles à base d'arséniure de gallium (GaAs) de 150 à 200 °C est présentée. La thèse se compose de 4 chapitres.

Le premier chapitre est dédié à la présentation des cellules solaires qui opèrent à haute température. Il présente les filières d'hybridation de la conversion solaire photovoltaïque avec une conversion solaire thermique et les cellules solaires développées pour les missions spatiales proches du soleil. Ensuite, il explique le choix d'étude des conditions opératoires des applications hybrides et la plage de température de 150 à 200 °C. Il établit l'état de l'art de l'ensemble des cellules solaires qui opèrent à haute température. Puis, il justifie le choix de l'arséniure de gallium (GaAs) comme matériau semiconducteur pour le véhicule de test. Finalement, il fournit une analyse poussée des performances des cellules solaires en arséniure de gallium testées à haute température.

Le deuxième chapitre est dédié à la conception d'un véhicule de test optimisé à 25 °C. Dans une première partie, il établit l'état de l'art des cellules à base d'arséniure de gallium (GaAs) dans les conditions standards de test (CST). Ensuite, il donne les étapes et résultats de l'optimisation d'une cellule GaAs conventionnelle à 25 °C. Il fournit les étapes de fabrication de la cellule et des échantillons spécifiques. Puis dans une seconde partie, il montre la méthodologie de caractérisation des performances de la cellule et de ses composants constitutifs à température ambiante.

Le troisième chapitre est dédié à la caractérisation de 150 à 200 °C de la meilleure cellule en arséniure de gallium fabriquée et de ses composants constitutifs. Dans un premier temps, il définit les différents systèmes de chauffe et de régulation de la température. Puis, dans un second temps, il répertorie les propriétés optiques et électriques de 150 à 200 °C de l'arséniure de gallium (GaAs) et de l'arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs) qui constituent les différentes couches de la cellule et qui sont nécessaires à la compréhension de la physique des cellules opérant à haute température.

Le quatrième chapitre présente l'analyse de la physique qui gouverne le comportement des cellules à base d'arséniure de gallium (GaAs) de 150 à 200 °C. Il fournit les résultats de l'analyse de l'évolution des performances des cellules mesurées de 150 à 200 °C. Ensuite, il détaille l'évolution du comportement optique de la cellule de 150 à 200 °C. Il se conclut sur un bilan de l'évolution des pertes de conversion de la cellule, qui expliquent pourquoi l'écart des performances de conversion à la limite théorique s'amplifie à haute température.

Ce travail de doctorat est ensuite résumé dans la section de conclusion générale qui rassemble les principaux résultats ainsi que les perspectives de recherche.

Chapitre 1

Cellules solaires opérant à haute température

Sommaire

1.1 L'énergie photovoltaïque 2
1.1.1 Le développement du photovoltaïque 2
1.1.2 Fonctionnement et limite de rendement d'une cellule photovoltaïque 3
1.1.3 Technologies du photovoltaïque 8
1.2 Photovoltaïque en conditions de stress thermique 11
1.2.1 Photovoltaïque pour le spatial proche du soleil 11
1.2.2 Hybridation entre les conversions photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire 14
1.2.3 Propriétés radiatives idéales en fonction de l'application 18
1.3 Cellules solaires opérant à haute température 20
1.3.1 État de l'art des cellules solaires opérant à haute température 20
1.3.2 Dépendance à la température des performances des cellules solaires 23
1.4 Étude bibliographique des cellules solaires en GaAs testées à haute température 25
1.4.1 Matériaux et architectures des cellules 26
1.4.2 Performances des cellules solaires en GaAs testées à haute température 30
1.5 Conclusions 37

1.1 L'énergie photovoltaïque

1.1.1 Le développement du photovoltaïque

En 1839, Alexandre Edmond Becquerel observe un photocourant lorsque des électrodes de platine, recouvertes de bromure ou de chlorure d'argent, sont éclairées dans une solution aqueuse, il s'agit d'un effet photoélectrique [37]. Sa découverte est encore loin des cellules photovoltaïques (PV) telles que nous les connaissons aujourd'hui. Son expérience relève alors plus de la chimie et de l'électrochimie.

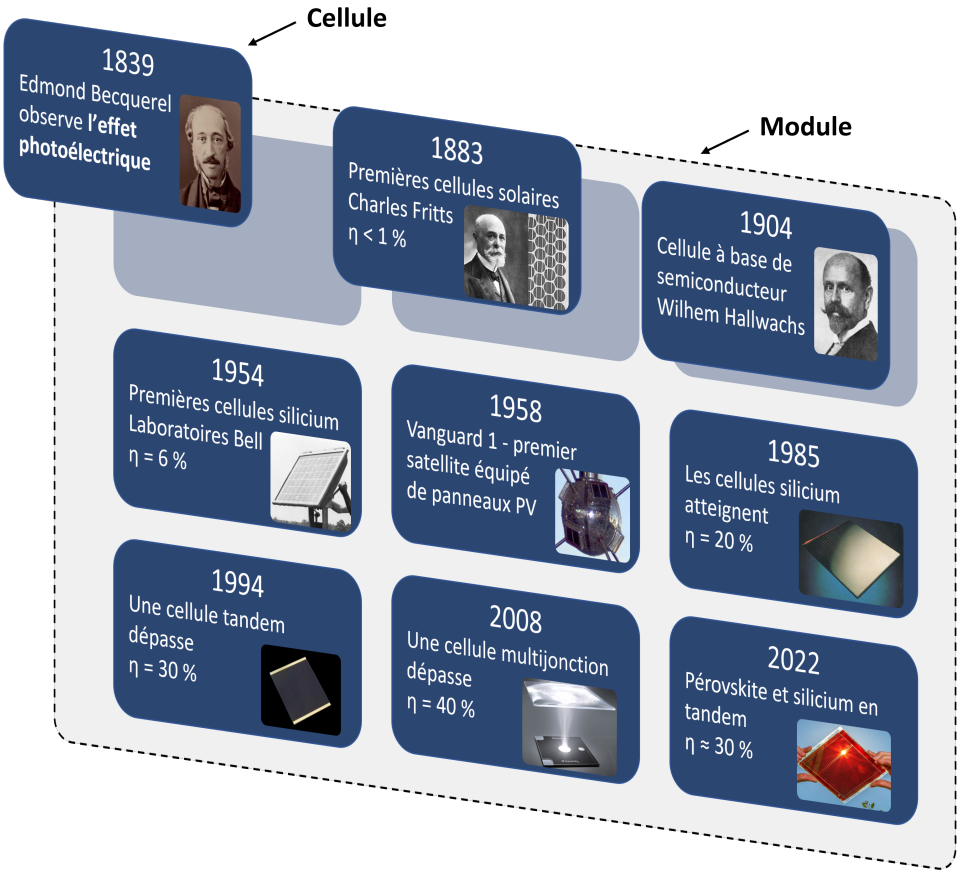


FIGURE 1.1 - *Chronologie des évolutions technologiques du solaire photovoltaïque. Les pourcentages représentent les rendements de conversion atteints par les différentes technologies.*

Le chemin sera encore long (Figure 1.1) jusqu'à la démonstration en 1954 par un chercheur des laboratoires Bell de la première cellule solaire à base de silicium (Si). À l'époque, ces premières cellules solaires atteignent un rendement de 5-6 % [38].

Le domaine de la recherche spatiale a alors besoin d'énergie pour alimenter ses engins spatiaux. Dès 1958, Vanguard 1 [39], le premier satellite équipé de panneaux photovoltaïques, voit le jour. Puis à partir des années 1970, les premières utilisations terrestres sont explorées pour l'électrification de sites isolés ou dépourvus de ressources fossiles, comme le projet solaire du Japon [40]. La recherche progresse ainsi jusqu'à obtenir de premiers rendements supérieurs à 20 % pour des cellules à base de silicium [41].

Le concept de cellule tandem ne tarde pas à être proposé pour améliorer le rendement global. En superposant deux cellules de phosphure de gallium-indium (GaInP) et d'arséniure de gallium (GaAs), des chercheurs du NREL parviennent avant la fin du 20e siècle à dépasser 30 % de rendement sous concentration [42]. La superposition d'un plus grand nombre de matériaux permet une nouvelle fois en 2008 aux chercheurs du NREL de dépasser 40 % de rendement [43]. Le plus haut rendement jamais atteint date de 2020. Il est de 47,1 % [44] sous concentration (143 soleils) avec une technologie à base de multicouches qui forment 6 jonctions.

Aujourd'hui, le silicium s'est imposé comme la technologie la plus répandue. Il représente à lui seul 96 % du marché mondial en 2021 [45]. Le développement d'un grand nombre de filières du PV se base sur les avancées dont a bénéficié le silicium. En seulement une dizaine d'années, les cellules tandem perovskite/silicium ont ainsi montré des rendements qui avoisinent 30 % [46] .

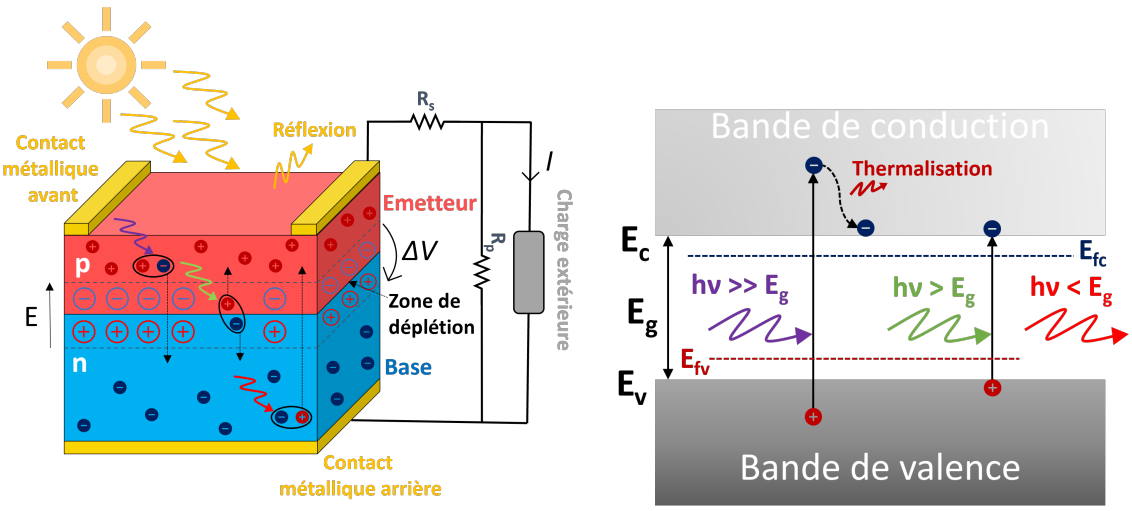
1.1.2 Fonctionnement et limite de rendement d'une cellule photovoltaïque

La cellule photovoltaïque (PV) est la plus petite unitée constitutive de tout système PV (Figure 1.1). La Figure 1.2a montre le schéma de principe de la structure conventionnelle d'une cellule PV. Celle-ci est généralement composée de matériaux semi-conducteurs. Ces matériaux possèdent une conductivité électrique qui peut changer de plusieurs ordres de grandeur en fonction de la concentration de porteurs libres, de la température ou encore de l'illumination [47].

Les propriétés particulières de tels matériaux s'expliquent à l'aide de la théorie des bandes (Figure 1.2b). Un ensemble de niveaux d'énergie - continus - définissent ces bandes. La bande de valence, la plus haute bande entièrement remplie d'électrons, possède un niveau haut d'énergie E_v. La bande suivante, qui n'est pas complètement remplie, est la bande de conduction de niveau bas d'énergie E_c. L'énergie qui sépare ces deux bandes est appelée l'énergie de bande interdite ($E_g = E_c - E_v$). Elle correspond à un intervalle d'énergie dans lequel un porteur de charge ne peut pas se retrouver.

Un électron de la bande de valence qui absorbe suffisamment d'énergie ($h\nu > E_g$) peut être promu ("sauter" la bande d'énergie interdite) à la bande de conduction. L'électron est alors

libéré de son atome (électron libre) et peut participer à la conduction. L'électron ainsi promu laisse une quasi-particule de charge positive (trou) qui se déplace librement au sein de la bande de valence.



(a) *(b)*

FIGURE 1.2 - *(a) Structure conventionnelle d'une cellule photovoltaïque utilisant une jonction pn (émetteur p et base n). Lorsque la cellule est éclairée, le flux de photons incident induit la génération d'un photocourant (I_{ph}) et fournit une puissance à la charge extérieure. (b) Schéma du diagramme d'énergie de bande d'un semi-conducteur d'énergie de bande interdite E_g en interaction avec des photons de différentes énergies.*

Un matériau de type n ou p possède majoritairement un grand nombre d'électrons ou de trous, respectivement, appelés porteurs majoritaires. Quand un matériau de type n et un matériau de type p sont mis en contact, une jonction pn est formée et certains des porteurs majoritaires, électrons et trous pour les matériaux n et p, respectivement, vont migrer. La zone de contact va se dépeupler et créer une zone de déplétion, qui ne possède ni électrons ni trous libres. La migration des porteurs va polariser positivement le matériau de type n et négativement le matériau p (formation de cations et d'anions, respectivement), ce qui donne naissance à un champ électrique (E). Ce champ électrique s'oppose alors au phénomène de diffusion des porteurs majoritaires des zones de forte concentration vers les zones de plus faible concentration.

Une jonction pn exposée à un flux lumineux reçoit de l'énergie des photons. L'absorption de cette énergie par un processus spécifique permet la génération de paires électron-trou. La contribution de ces porteurs photogénérés à l'effet photovoltaïque dépend alors du lieu d'absorption des photons. Les porteurs formés au niveau de la jonction sont immédiatement séparés sous l'influence du champ électrique. Les électrons migrent vers la couche n et les trous vers la couche p. Pour les porteurs qui se forment loin de la jonction (dans la couche n

ou p), l'un des porteurs est alors minoritaire (les trous ou les électrons dans la couche n ou p, respectivement). Dans le cas où le porteur minoritaire généré arrive à rejoindre la zone de déplétion et traverse la jonction, il devient porteur majoritaire et peut être collecté. Les porteurs collectés donnent un photocourant (I_{ph}).

Caractéristique courant-tension

Le fonctionnement d'une cellule solaire est caractérisé par sa courbe de courant-tension (Figure 1.3). Lorsque la tension délivrée par la cellule est nulle ($V = 0$, i.e. en court-circuit), le courant que peut délivrer la cellule solaire est alors maximum (I_{cc}).

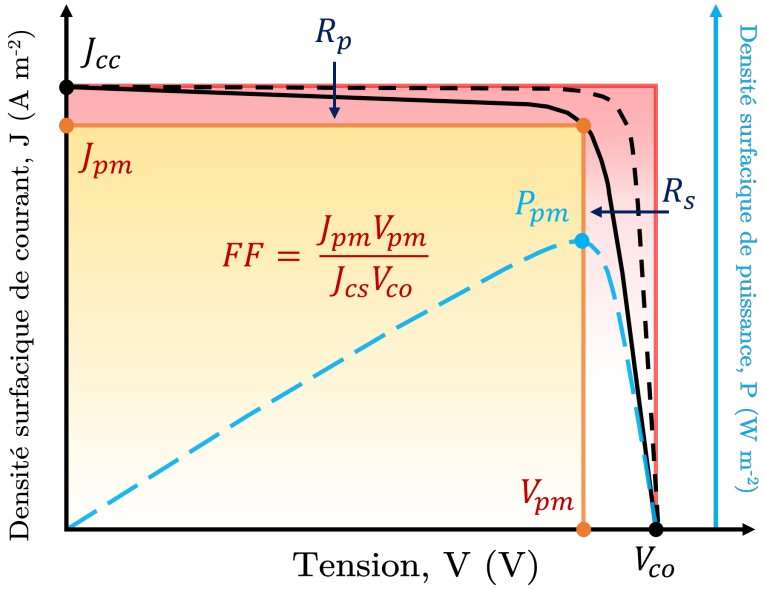


FIGURE 1.3 - *Caractéristique courant-tension (J-V) d'une cellule solaire conventionnelle (courbe noir en trait plein). J_{cc} et V_{co} sont la densité de courant de court-circuit et la tension de circuit ouvert, respectivement. Le point de puissance maximale (pm) est défini quand la puissance en sortie de la cellule ($P = JV$, courbe bleue) est maximale. Le facteur de forme FF correspond au rapport entre l'aire au point maximal de puissance (en jaune) et la puissance d'un système fonctionnant à J_{cc} et V_{co} (en rouge). La caractéristique courant-tension d'une cellule solaire idéale dans les conditions de la limite théorique de Shockley et Queisser (SQ) (Section 1.1.2) est représentée par la courbe noire en pointillé. Augmenter les résistances séries (R_s) ou diminuer les résistances parallèles (R_p) diminue le facteur de forme (FF).*

On présente plus généralement un courant normalisée par la surface de la cellule comme une densité de courant (J). Dans le cas présent, il s'agit de la densité de courant de court-circuit (J_{cc}). La densité de courant photogénéré (J_{ph}) est quant à elle directement liée à la capacité du matériau à absorber des photons (Figure 1.2b) et donc à son énergie de bande interdite (E_g).

D'autre part, la tension maximale délivrée par la cellule (V_{co}) est obtenue lorsque le courant délivré est nul ($J_{co} = 0$, i.e. lorsque le circuit est ouvert). Physiquement l'ensemble des charges

photogénérees se recombinent. Par conséquent il existe une relation entre le courant et la tension que la cellule peut délivrer.

Les résistances séries (R_s) sont essentiellement issues du contact métallique et du flux transversal du courant dans l'émetteur vers le contact. Les résistances parallèles (R_p) limitent les courants de fuite généralement issus de défauts de fabrication. Les pertes de puissance résultantes de faibles résistances parallèles correspondent à des chemins de courant alternatifs au passage des porteurs dans la cellule. Les effets des résistances séries et parallèles sont illustrés sur la figure 1.3.

Le point où la puissance délivrée par la cellule est maximale est appelé le point de puissance maximale. On note P_{pm} la puissance maximale, J_{pm} et V_{pm}, la densité de courant et la tension au point de puissance maximale, respectivement. Le facteur de forme (FF) est le rapport entre la puissance maximale et celle qui serait délivrée par un système ayant une densité de courant de court-circuit (J_{cc}) et une tension valant celle du circuit ouvert (V_{co}). Pour finir, le rendement d'une cellule photovoltaïque s'exprime comme le rapport entre la puissance délivrée par la cellule et la puissance de rayonnement incident (P_{in}) :

$$\eta = \frac{P_{pm}}{P_{in}} = \frac{J_{pm}V_{pm}}{P_{in}} = \frac{J_{cc}V_{co}FF}{P_{in}} \tag{1.1}$$

Hypothèses et équations clés de la limite théorique de rendement photovoltaïque de Shockley-Queisser (SQ)

À partir des propriétés physiques des cellules photovoltaïques on peut déterminer la limite théorique de leurs performances. En 1961, Shockley et Queisser (SQ) [48] réalisent un bilan thermodynamique de la cellule photovoltaïque. Il s'agit certainement de l'une des contributions les plus importantes dans le domaine du photovoltaïque, et qui sert principalement de référence pour comparer l'évolution des performances des cellules PV (Figure 1.4). Leur modèle émet un certain nombre d'hypothèses :

1. L'ensemble des photons d'énergie supérieure ou égale à l'énergie de bande interdite (E_g) sont absorbés. L'absorptance (A_λ) et en vertu de la seconde loi de Kirchoff l'émittance (E_λ) change de 0 à 1 pour $\lambda \leq \lambda_{E_g}$.
2. Exactement une paire électron-trou est générée pour chaque photon absorbé. Chaque paire générée est collectée en court-circuit.
3. La chaleur est extraite de la cellule de façon à ce que celle-ci soit constante et égale à la température ambiante ($T_c = T_{amb}$).
4. Le seul mécanisme de recombinaison des charges photogénérées est radiatif (émission d'un rayonnement électromagnétique d'énergie E_g).

5. Les pertes résistives sont nulles, les contacts sont parfaitement sélectifs.

Les hypothèses 1 et 2 permettent de définir la densité de courant de court-circuit de la limite de Shockley-Queisser (J_{cc}^{SQ}) que peut délivrer une jonction pn en fonction de son énergie de bande interdite (E_g) comme :

$$J_{cc}^{SQ}(E_g) = J_{ph}(E_g) = \int_{E_g}^{\infty} \phi_{ph}(E)dE \tag{1.2}$$

où ϕ_{ph} est la densité de flux de photon incidente. L'émission radiative des semiconducteurs est régie par la loi de Planck généralisée donnée par [49] :

$$\phi_{émiss.}(E_g,V) = \frac{2\Omega_{émiss.}}{c^2h^3} \int_{E_g}^{\infty} \frac{E^2}{exp\left(\frac{E-qV}{k_bT_c}\right)-1}dE \tag{1.3}$$

où $\Omega_{émiss.}$ est l'angle solide projeté d'émission. L'angle solide projeté est égale à la moitié de l'angle solide dans le cas d'un angle solide hémisphérique ($\Omega_{emiss.} = \pi$). On obtient ainsi la densité de courant de recombinaisons radiatives (J_0) qui s'exprime :

$$J_0^{SQ}(E_g,V) = \int_{E_g}^{\infty} \phi_{émiss.}^{0}(E,T)dE \tag{1.4}$$

où $\phi_{émiss.}$ est la densité de flux de photon émis par la cellule. L'équation 1.4 montre que l'émission augmente avec la tension (V) qui s'établie dans la cellule et réduit le courant qui peut être délivré. L'hypothèse 4 permet alors de définir la densité de courant qui peut être extraite de la cellule comme la différence entre l'absorption (Équation 1.2) et l'émission radiative (Équation 1.4) de photons :

$$J(E_g,V) = J_{cc}^{SQ}(E_g) - J_0^{SQ}(E_g,V) \tag{1.5}$$

Le rendement optimum de conversion photovoltaïque s'exprime comme une fonction de la puissance radiative incidente sur la cellule (P_{inc}) :

$$\eta_{max}^{SQ}(E_g,V,T_c,\phi_{ph},\phi_{émiss.}) = max(JV)/P_{inc} \tag{1.6}$$

La tension de circuit ouvert de la limite de Shockley-Queisser (V_{co}^{SQ}) est obtenue lorsque la densité de courant délivrée est nulle ($J = 0$) et s'exprime [48, 50] :

$$V_{co}^{SQ} = \frac{k_b T_c}{q} ln\left(\frac{J_{cc}}{J_0} + 1\right) \tag{1.7}$$

où q est la charge élémentaire, k_b est la constante de Boltzmann et T_c est la température de la cellule. Le facteur de forme (FF) peut être obtenu à partir de l'équation 1.1. On remarquera alors que dans les hypothèses 1 à 5 les propriétés des cellules sont hautement idéalisées. Une cellule réelle enfreint indubitablement certaines de ces hypothèses (détaillé dans la section 1.3.2) ce qui l'empêche de dépasser cette limite.

1.1.3 Technologies du photovoltaïque

La Figure 1.4 montre les différentes figures de mérite des cellules records [51] en fonction de la largeur de bande interdite du matériau utilisé. Les lignes pointillées représentent la limite théorique de Shockley-Queisser (SQ) [48].

Silicium (Si)

Depuis 1954 et sa sortie des laboratoires Bell, le silicium s'est imposé comme la technologie la plus rependue. Il représente à lui seul 96 % du marché mondial en 2021 [45]. Le rendement le plus élevé atteint jusqu'à présent avec une cellule en silicium est de 26,7 % sous l'illumination d'un soleil (1000 W/m^2) [51]. Les cellules records actuelles atteignent environ 80 % de la limite théorique de SQ. Leurs courants de court-circuit et leurs facteurs de forme sont comparables aux limites physiques théoriques (Figure 1.4c et 1.4d). Les derniers progrès possibles seraient encore d'améliorer la tension de circuit-ouvert (Figure 1.4b). L'intérêt renaissant pour le silicium tient au développement de nouvelles technologies qui se basent sur toutes les avancées dont a bénéficié le silicium (cellules tandem silicium-pérovskite).

Arséniure de gallium (GaAs)

L'arséniure de gallium (GaAs) possède une énergie de bande interdite directe de 1,42 eV, proche des 1,33 eV du maximum de la limite de Shockley-Queisser à 25 °C (Figure 1.4a). Son gap direct (induisant un coefficient d'absorption interbande élevé) et ses bonnes propriétés de mobilité et durées de vie des porteurs minoritaires, en font un excellent matériau pour la fabrication de cellules à hauts rendements. Son énergie de bande interdite plus large que celle du silicium, ainsi que sa stabilité dans des conditions de températures élevées et de fortes illuminations, trouve un intérêt tout particulier dans le domaine de l'industrie spatiale [36].

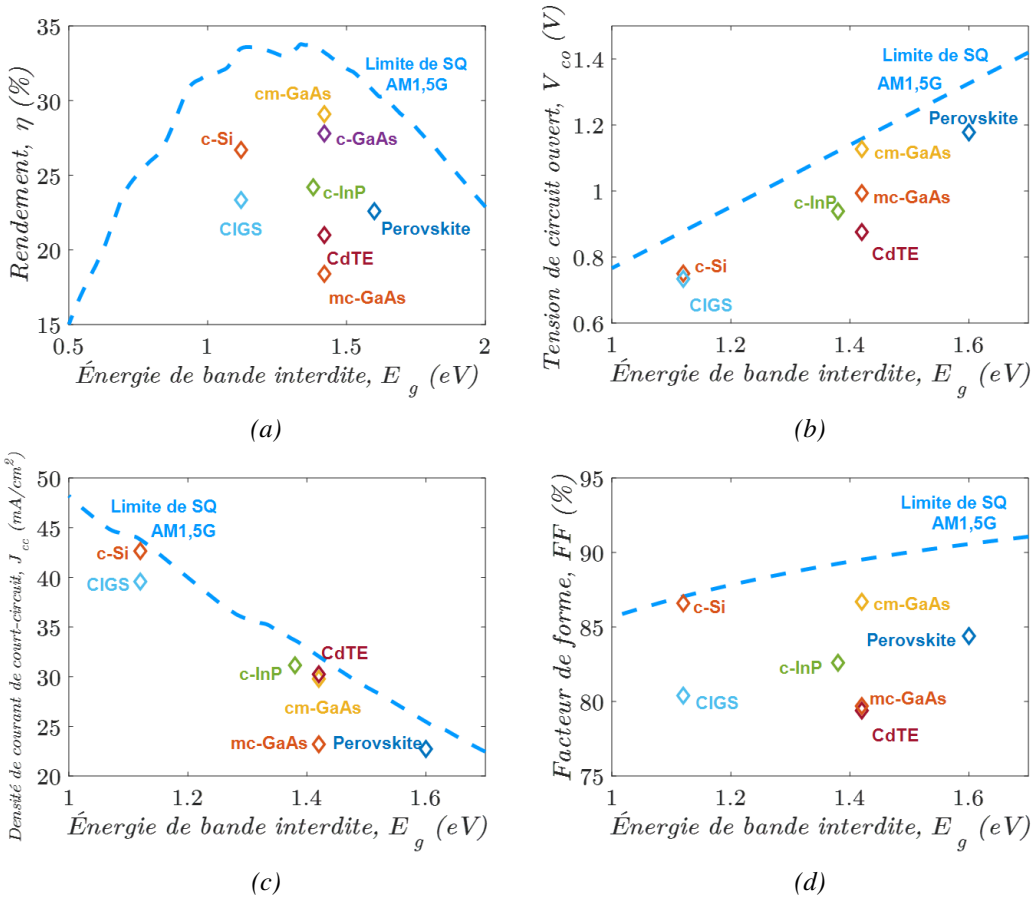


FIGURE 1.4 - *État de l'art des cellules records de différentes technologies [51], pour les figures de mérite : (a) le rendement, (b) la tension de circuit ouvert, (c) le courant de court-circuit et (d) le facteur de forme. Limite de Shockley-Queisser (SQ, ligne en pointillés bleus) pour une cellule solaire simple jonction sous une illumination d'un soleil AM1,5G, à 25 °C, en fonction de l'énergie de bande interdite.*

En outre, l'essor des cellules solaires en arséniure de gallium dans ce domaine, en fait l'un des matériaux les mieux référencés après le silicium. Les cellules records actuelles se basent sur une technologie en développement de couches minces (quelques microns d'épaisseur contre plusieurs centaines pour des cellules conventionnelles) et atteignent un rendement de $29,1$ % (contre $27,8$ % pour les cellules conventionnelles) dans les conditions standards de test, le plus haut rendement pour une cellule simple jonction [45]. Ces performances s'illustrent plus particulièrement par une tension de circuit ouvert ($V_{co} = 1,13\ V$) et une densité de courant de court-circuit ($J_{cc} = 29,78\ mA/cm^2$) comparables aux valeurs de la limite théorique. L'arséniure de gallium possède d'excellentes propriétés physiques, cependant il doit faire face à un coût élevé avec des ressources limitées et une production moindre que celle du silicium. Les recherches s'orientent vers le développement de technologies permettant de diminuer le coût

des cellules en arséniure de gallium comme les couches minces ou la croissance de l'arséniure de gallium sur d'autres matériaux tels que le germanium.

Autres matériaux III-V et multijonctions

Tout comme les cellules en arséniure de gallium, les cellules III-V se basent sur des composants tirés des colonnes III et V du tableau périodique des éléments. L'avantage de tels matériaux est la large plage d'absorption du spectre solaire que l'on peut obtenir en ajustant la composition de différents alliages (Figure 1.5). Pour l'arséniure de gallium, l'ajout d'aluminium permet d'augmenter l'énergie de bande interdite (trait plein puis pointillés entre GaAs et AlAs sur la figure 1.5). Ces matériaux dit ternaires (ou quaternaires avec un quatrième composant) permettent une large flexibilité dans le choix de l'énergie de bande interdite des cellules. Le plus haut rendement atteint en date atteint avec de tels matériaux est de 47,1 % [44] sous concentration (143 soleils) avec une technologie basée sur des multicouches de matériaux qui forment 6 jonctions pn (multijonction).

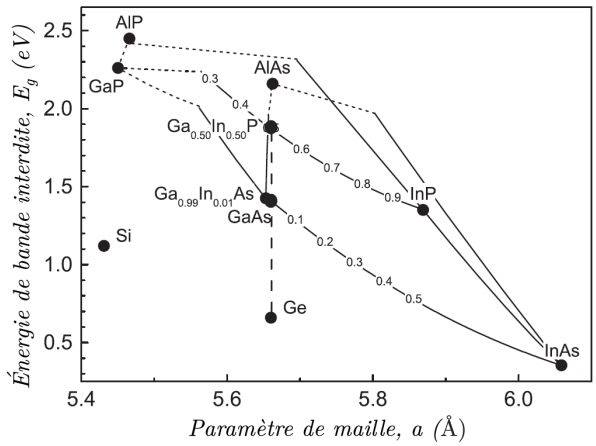


FIGURE 1.5 - *Énergie de bande interdite en fonction du paramètre de maille du réseau. Les lignes entre les composants indiquent les alliages. Les bandes interdites directes et indirectes sont représentées en traits pleins et en pointillés, respectivement. Les tirets correspondent à l'accord de maille possible lors de la croissance. Figure tirée de [52].*

Le défi d'une telle technologie est de trouver des matériaux avec des énergies de bande interdite bien choisies et en particulier de faibles énergies afin de récupérer un maximum du spectre solaire. Bien que les tensions des différentes sous-cellules en séries s'additionnent, le courant délivré est limité par le plus faible courant délivré par les différentes sous-cellules. Cette technologie est souvent couplée à de la concentration solaire, qui permet de pallier au faible courant de la sous-cellule limitante et d'augmenter logarithmiquement le rendement. En contrepartie, l'augmentation des pertes liées aux résistances séries est proportionnelle au

carré du courant délivré : $P_R = R_s I(X_c)^2$ avec $I(X_c) = X_c I(X_c = 1)$ où X_c est le facteur de concentration.

Couches minces CdTe, CIGS

Les cellules solaires à couches minces sont prometteuses avec un coût de fabrication bien moins important que celui d'une structure cristalline telle que le silicium. Leurs principaux composants sont le tellurure de cadmium (CdTe) et le sulfure de cadmium (CdS), ce qui pose plusieurs problèmes. Tout d'abord le tellure est un élément rare et le cadmium pose question quant à sa toxicité. C'est pourquoi des cellules sans cadmium à base de séléniure de cuivre d'indium et de gallium (CIGS) ont vu le jour. Bien que prometteuses, elles ont toutefois mis plus d'une trentaine d'années à atteindre des rendements de plus de 20 %. Les cellules records en tellurure de cadmium (CdTe) atteignent à l'heure actuelle 21 % [12] et celles en CIGS 23,35 % [53].

Technologies émergentes et pérovskites

Les technologies émergentes ont pour la plupart moins d'une dizaine d'années et montrent déjà des rendements atteignant les 29,8 % [12]. Les cellules à base de pérovskite et principalement les cellules tandem à base de silicium sont les championnes dans cette catégorie. La découverte des propriétés photovoltaïques des matériaux pérovskites, a ouvert la voie à de hauts rendements de conversion en les combinant avec un matériau de plus faible énergie de bande interdite tel que le silicium. Ils possèdent également l'avantage de pouvoir être mis en œuvre par pulvérisation, ce qui permet d'envisager des modes d'industrialisation peu couteux et compatibles avec les fortes cadences. Cependant cette technologie doit encore relever de nombreux défis : la toxicité de ses composants, le manque de stabilité des pérovskites lorsqu'elles sont exposées aux longueurs d'ondes de l'ultra-violet (UV), la chaleur ou encore l'humidité [54].

1.2 Photovoltaïque en conditions de stress thermique

1.2.1 Photovoltaïque pour le spatial proche du soleil

Le développement du photovoltaïque a très vite intéressé le domaine des missions spatiales. L'intérêt est de subvenir aux besoins en énergie électrique à bord des engins spatiaux. Au cours de ses six années d'émission d'un signal, Vanguard I a prouvé le bien-fondé de l'alimentation des systèmes spatiaux par des cellules photovoltaïques.

La légèreté et la fiabilité du photovoltaïque font que presque tous les satellites et sondes spatiales sont alimentés par l'énergie solaire. De multiples raisons ont poussé la conception de cellules plus performantes. Au fur et à mesure du développement des satellites de communication dans les années 1960, leurs besoins en énergie électrique ont augmenté. Au cours d'une dizaine d'années, la station spatiale internationale (SSI), lancée en 1998, s'est équipée de la plus grande surface de panneaux photovoltaïques déployée dans l'espace (>2500 m^2) [9]. Les différentes missions font également naître de nouvelles préoccupations liées à l'environnement spatial : forte et faibles conditions d'illuminations, de températures ou encore dommages causés par l'irradiation de protons.

La figure 1.6 répertorie l'ensemble des missions d'observation du système héliophysique opérationnelles et à venir. Les meilleurs cellules et modules PV actuellement utilisés dans ces missions sont des multijonctions. Ces panneaux répondent aux besoins des missions en orbite terrestre [9], mais doivent être optimisés par rapport aux aspects uniques de l'environnement spatial proche du soleil. À titre d'exemple, Solar Orbiter au point le plus proche de son approche du soleil (42 millions de km), reçoit jusqu'à 13 fois plus de puissance de rayonnement solaire qu'un système en orbite terrestre [55]. Son bouclier thermique lui permet alors de résister jusqu'à une température de 500 °C. Encore plus rude, en périhélie de son orbite autour du soleil ($\sim$6 millions de km), la sonde Parker Solar Probe (PSP) expérimente une puissance de rayonnement solaire environ 475 fois supérieure à celle de l'environnement terrestre. Le vaisseau est doté d'un bouclier thermique qui lui permet de résister aux températures qui avoisinent les 1400 °C tout en gardant les instruments de mesure à température ambiante [56]. Cependant, si l'instrumentation peut être protégée thermiquement, les panneaux pour fournir de l'énergie doivent être exposés au flux lumineux.

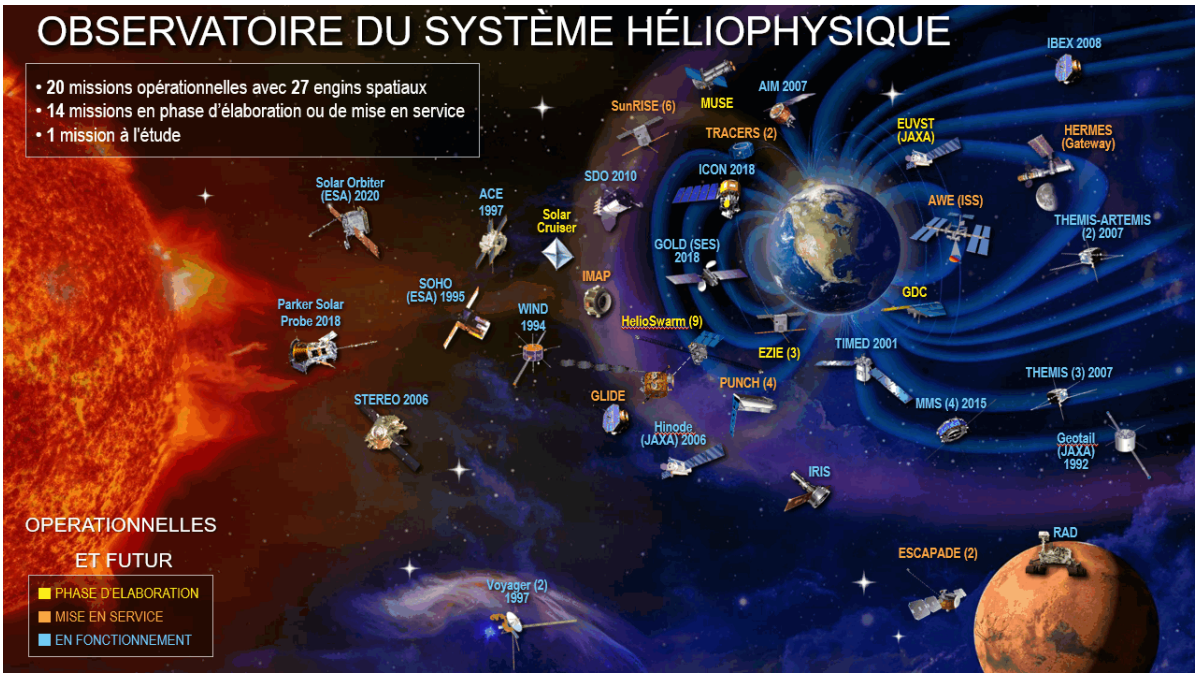


FIGURE 1.6 - *Observatoire du système héliophysique. Ensemble des missions spatiales opérationnelles et à venir autour de la terre et proches du soleil. Figure adaptée de [57].*

Dans de telles conditions de températures, détrimentaires aux performances des cellules PV [14, 26], il convient de s'assurer de minimiser les pertes en limitant l'augmentation de la température de la cellule. Les approches possibles sont la modification des paramètres qui gouvernent la température et le rendement des cellules (intensité lumineuse, absorption du spectre, émissivité et l'analyse de la physique des cellules PV à haute température).

Des travaux ont principalement été menés en ce sens pour développer des systèmes permettant aux modules de fonctionner dans des conditions moins rudes [17, 58]. À titre d'exemple, la mission « MESSENGER » (2004-2015) dans l'orbite de mercure (∼45 millions de km du soleil), avait mis en place des réflecteurs optiques pour réduire le flux solaire incident et ainsi réduire la température des cellules de près de 150 °C [59]. Il est intéressant de noter que pour MESSENGER, la température opérationnelle visée était de 150 à 200 °C [59]. Pour la sonde PSP, les panneaux solaires se déploient et se rétractent lorsque la sonde se rapproche ou s'éloigne du soleil afin d'assurer aux panneaux une température moins extrême et permettre de fournir une puissance électrique appropriée. La sonde est également la première à être dotée d'un système de refroidissement thermique à eau de ses panneaux PV. Ce système maintient les panneaux solaires - partiellement exposés au rayonnement direct du Soleil - à moins de 302 °C [60]. Pour Solar Orbiter, les panneaux solaires peuvent s'orienter pour éviter les dommages lors de son passage au plus proche du soleil.

Même si ces systèmes permettent d'améliorer les conditions de fonctionnement, ils ne suffisent pas à maintenir les cellules photovoltaïques dans les conditions standards de test, c'est-à-dire à une température de 25 °C avec une irradiance spectrale de 1000 W/m^2 et une masse d'air AM 1,5 Globale. En effet, les modules atteignent généralement une température d'équilibre supérieure à 120 °C et pouvant aller jusqu'à plus de 300 °C [17]. Les cellules doivent ainsi fonctionner de manière optimale dans ces conditions de stress thermique pour assurer une production d'énergie électrique nécessaire à l'alimentation de l'instrumentation embarquée.

1.2.2 Hybridation entre les conversions photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire

Pour les systèmes solaires terrestres, la limite physique de conversion de l'énergie solaire a été établie par Landsberg [61]. Il considère que le soleil est un corps noir à la température de 6000 K (∼5727 °C) et démontre que la limite théorique de conversion de l'énergie solaire par un système à 300 K (∼27 °C) est de 93,3 %. Shockley et Queisser (SQ) [48] précisent cette limite pour une cellule solaire. Dans les conditions de la plus haute concentration physiquement atteignable sur terre (AM1,5D, X_c = 46 200) et pour une cellule solaire impliquant une infinité d'énergies de bande interdite, cette limite atteint 85,25 % [62]. Malgré cela, le plus haut rendement atteint en date, basé sur une technologie à 6 jonctions sous concentration (X_c = 143), est de 47,1 % [44]. La fraction complémentaire (52,9 %) correspond à une perte d'énergie dont la quasi-totalité est sous forme de chaleur [50, 63].

Dans des conditions d'éclairement données, une quantité de chaleur est générée dans la cellule. La cellule atteint alors une température d'équilibre en fonction des conditions d'échanges avec l'environnement. L'hybridation entre deux systèmes de conversion, l'un solaire photovoltaïque et l'autre solaire thermique (PVT) ou solaire thermoélectrique (PVTEG) permet à la fois d'abaisser la température d'équilibre de la cellule et de mieux valoriser la puissance de rayonnement solaire incidente.

En 1978, Kern et Russel [64] introduisent le concept de l'hybridation photovoltaïque thermique (PVT). Ces systèmes hybrides convertissent parallèlement le rayonnement solaire en électricité et chaleur (Figure 1.7a). Par conséquent, ces modules peuvent collecter une proportion plus élevée d'énergie solaire par rapport à un panneau photovoltaïque seul [65, 66].

Il en est de même avec les systèmes de conversion thermoélectrique (TE) qui convertissent l'énergie thermique en énergie électrique (Figure 1.7b). La conversion chaleur-électricité repose

sur l'effet Seebeck [67]. Un module thermoélectrique est composé de deux semiconducteurs, de type n et p, qui sont électriquement connectés en série et thermiquement en parallèle.

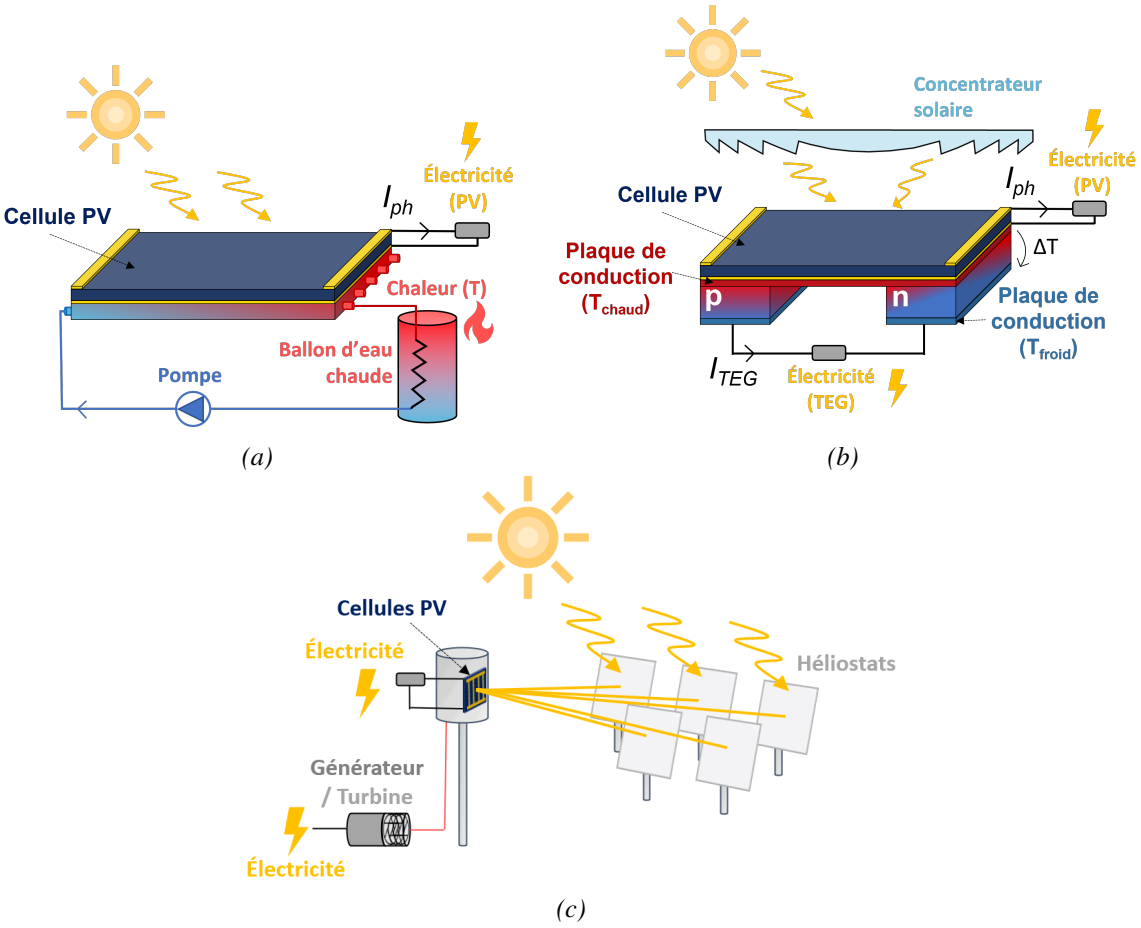


FIGURE 1.7 - *Exemples de systèmes hybrides terrestres combinant une cellule solaire sous stress thermique et un système de conversion d'énergie solaire thermique : (a) photovoltaïque thermique (PVT), (b) photovoltaïque thermoélectrique (PVTEG), (c) combiné à une centrale à concentration solaire (PV-CSP).*

Les travaux de Lorenzi et al. [25] montrent que l'utilisation de système hybride solaire avec la conversion solaire thermoélectrique (PVTEG) à haute température (entre ∼125 et ∼177 °C) améliore le rendement global de conversion de l'énergie solaire en énergie électrique. En effet, si l'augmentation de la température est détrimentaire pour les performances des systèmes photovoltaïques, elle est bénéfique pour les performances des systèmes thermoélectriques. En conséquence, il existe une température optimale de couplage. Leur analyse montre que pour une température optimale de couplage d'environ 177 °C, le gain potentiel est de l'ordre de 4 à 5 % même pour de faibles concentrations optiques ($X_c \leq 10$). Ces travaux qui se basent sur les récentes avancées dans le domaine des cellules testées à haute température, révèlent le potentiel

de tels systèmes mais également de l'importance de développer de meilleures cellules opérant à plus haute température.

D'autre part, l'approche combinant la conversion photovoltaïque avec des centrales à concentration solaire (PV-CSP) (Figure 1.7c) propose d'assurer la conversion de la part d'énergie thermique à l'aide d'une machine thermique [68]. Ces systèmes fonctionnent à de très hautes températures, jusqu'à plus de 400 °C [69, 70]. Ces hautes températures, comparables à celles rencontrées dans certaines missions spatiales proches du soleil sont bien supérieures à celles considérées dans cette thèse (150 à 200 °C). Cependant, bien qu'à températures élevées ($> 300\ ^{\circ}C$), le potentiel d'un tel système utilisant une cellule double jonction sous une concentration typique de $X_c = 1000$, est d'un rendement global de plus de 60 % [70]. Le constat est alors que la part de production d'énergie électrique par le système photovoltaïque est comparable à la contribution du système thermique. Ce résultat montre qu'il est d'une importance capitale de concevoir des cellules photovoltaïques capables de s'approcher de leurs limites théoriques à hautes températures et sous de fortes concentrations solaires. Ces travaux de thèse nécessiteront d'être complétés par une compréhension plus approfondie de la physique des semiconducteurs et des cellules photovoltaïques à encore plus haute température ($\geq 200\ ^{\circ}C$).

Limites théoriques de conversion des systèmes hybrides de conversion photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire

La question que soulèvent Luque et Martí [24] est de savoir si l'hybridation d'un système photovoltaïque avec une machine thermique permet une meilleure conversion énergétique que chaque système considéré indépendamment. Une réponse favorable à cette interrogation a été apportée pour le cas particulier d'une centrale à concentration solaire (PV-CSP) par les travaux de Zeitouny et al. [70]. De façon plus générale cette question fait sens, car si l'augmentation de la température est bénéfique à la conversion de la machine thermique, elle est détrimentaire aux performances du système photovoltaïque.

La figure 1.8 issue des travaux de Luque et Martí [24] présente le rendement maximal d'un convertisseur hybride couplant une production d'énergie électrique photovoltaïque et un travail issu d'une machine thermique. Deux cas d'étude sont présentés : le premier où les photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite ne sont pas absorbés (Figure 1.8a) et le second où ils le sont (Figure 1.8b). On observe que dans les deux cas la température optimale de fonctionnement du convertisseur supérieure à 2000 K ($\sim$1727 °C). Une telle température rend peu envisageable l'utilisation de cellules solaires. À titre d'illustration, à ces températures très peu de métaux ou de matériaux constitutifs des cellules solaires ne sont pas sous forme liquide :

l'or fond à une température d'environ 1064 °C, le titane à environ 1668 °C ou encore le silicium à environ 1414 °C. Cependant, si on élimine les situations de température peu réalistes, Luque et Martí [24] montrent que dans une situation idéale pour une température de 500 K (∼227 °C), le rendement maximum atteignable est de 57 % pour le premier cas d'étude et de 61,7 % pour le second. Ce résultat est bien supérieur au rendement d'un convertisseur solaire-thermique à 500 K (40 %) ou encore d'une cellule photovoltaïque à 300 K (40,7 %). On en conclut qu'il est théoriquement possible pour les convertisseurs hybrides d'atteindre des rendements plus élevés que les convertisseurs solaires-thermiques ou photovoltaïques seuls. Néanmoins, des défis spécifiques doivent être relevés en particulier par les cellules photovoltaïques pour que ces systèmes hybrides atteignent les performances idéales mentionnées ci-dessus.

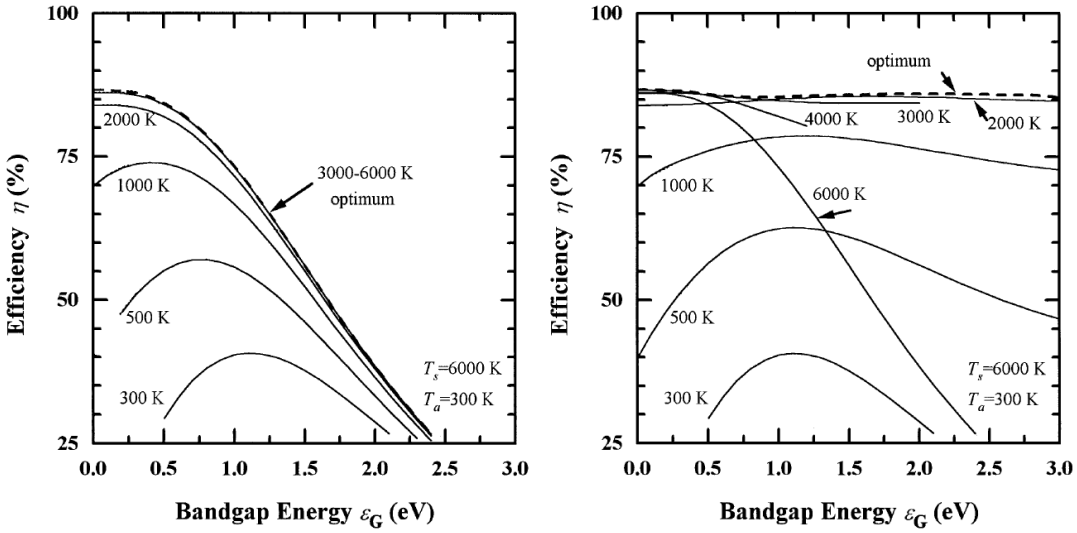


FIGURE 1.8 - *Rendement maximal pour un convertisseur hybride à une température de fonctionnement constante en fonction de l'énergie de bande interdite (traits pleins) dans le cas où : (a) les photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite ne sont pas utilisés, (b) les photons situés en dessous de la bande interdite sont utilisés pour la conversion énergétique. Pour référence, l'efficacité maximale lorsque la température de fonctionnement est optimisée est représentée en pointillés. Figure tirée de [24].*

Les défis des systèmes hybrides

Pour les systèmes hybrides de conversion photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire, des températures de 40-60 °C sont suffisantes pour assurer les principaux besoins d'eau chaude sanitaire (ECS) et le chauffage de locaux [71]. Cependant, un nombre croissant de nouveaux concepts élargissent cette gamme de température au-delà de 100 °C et jusqu'à 250 °C [22, 72]. Les systèmes thermoélectriques (TEG) traditionnels sont conçus pour fonctionner sur un intervalle de température compris entre 50 et 200 °C. Plusieurs études montrent que la différence

de température optimale de fonctionnement de tels systèmes est d'environ 150 °C supérieur à l'ambiant [73, 74]. Par exemple, pour une source froide à une température de 25-50 °C, la source chaude (cellule photovoltaïque) doit être de 175-200 °C.

Avec l'augmentation de la température de la source chaude et donc de la différence de température avec la source froide, les performances des systèmes thermoélectriques (TEG) augmentent, tandis qu'en parallèle celles des systèmes photovoltaïques (PV) diminuent. La température optimale de couplage des systèmes PVTEG est alors à déterminer. Chávez-Urbiola et al. [73] montrent que pour une cellule en silicium (Si), la température de couplage idéale correspond à une différence entre la source froide et chaude de 100 °C. Pour une source froide à température ambiante ($T_{amb} = 25$ °C), la température idéale de fonctionnement de la cellule (source chaude) doit ainsi être d'environ 125 °C. Leurs conclusions sont que de tels systèmes peuvent atteindre de meilleurs rendements en considérant des cellules solaires avec une énergie de bande interdite supérieure à celle du silicium ($E_g = 1,1\ eV$). De plus d'autres approches plus récentes donnent également une température optimale de couplage de 450 K (∼177 °C) [25].

Bien que ces conditions opératoires d'illumination modérée (X_c<10) et de température (150 à 200 °C) soient similaires à certaines conditions rencontrées dans le domaine du spatial, l'optimisation des cellules PV doit prendre en considération les contraintes propres à chaque application. Ce point est l'objet de la sous-section suivante.

1.2.3 Propriétés radiatives idéales en fonction de l'application

Pour les applications du photovoltaïque pour le spatial proche du soleil comme pour les systèmes hybrides de conversion photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire, les cellules photovoltaïques doivent fonctionner optimalement dans des conditions de stress thermiques. Dans les cas présentés dans les sections 1.2.1 et 1.2.2, la gamme de température opératoire s'étend au-delà de 100 °C et jusqu'à plus de 200 °C.

Les contraintes de l'environnement spatial permettent de définir un profil idéal d'absorption et d'émission :

1. La cellule doit absorber l'ensemble du spectre utile à la conversion photovoltaïque (A_λ=1 pour $\lambda < \lambda_{E_g}$). Dans certains cas il est préférable de réfléchir certains rayonnements électromagnétiques qui seraient trop énergétiques et à l'origine de chaleur due à la thermalisation.
2. En deçà de l'énergie de bande interdite et jusqu'à la longueur d'onde égale à $2,5\ \mu m$ il faut éviter l'absorption des photons ($A_\lambda = 0$) qui ne participent pas à la conversion

photovoltaïque (source de chaleur). Pour une transmittance du système supposée nulle, la réfléctance (R_λ) doit être égale à 1.

3. Au delà de la longueur d'onde de $2,5\ \mu m$ la cellule échange radiativement avec l'espace bien plus froid (4 K). L'émission doit être maximale et en vertu de la loi de Kirchoff l'émittance qui est égale à l'absorptance doit être maximale ($E_\lambda = A_\lambda = 1$) pour assurer le refroidissement de la cellule.

Les contraintes de l'environnement terrestre pour les systèmes hybrides de conversion photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire donnent un tout autre profil d'absorption et d'émission idéal :

1. La cellule doit absorber l'ensemble du spectre solaire, utile ou non à la conversion photovoltaïque. La cellule doit ainsi être un absorbeur parfait ($A_\lambda = 1$) pour maximiser l'utilisation de l'énergie solaire incidente.
2. Au delà d'une longueur d'onde de $2,5\ \mu m$ la cellule échange de la chaleur par rayonnement avec l'environnement. Dans le cas de l'hybridation, les pertes radiatives par émission doivent être minimisées ($A_\lambda = 0$). Jusqu'à une longueur d'onde de $8\ \mu m$ la cellule échange principalement du rayonnement avec l'atmosphère. Au delà et jusqu'à $13\ \mu m$ l'atmosphère sans nuages transmet fortement, ce qui conduit la cellule à se refroidir par échange radiatif direct avec l'espace (4 K) et donc à une perte nette d'énergie radiative par la cellule.
3. De plus la cellule échange thermiquement par conduction et convection avec l'environnement. Ainsi la température opératoire est fonction des échanges thermiques (bilan de l'ensemble des échanges) entre le système et son environnement. La production de chaleur étant essentielle à la conversion thermique les échanges par conduction et convection doivent être maximisés avec le convertisseur thermique.

En résumé, une cellule photovoltaïque optimisée pour fonctionner à haute température pour une application spatiale ne l'est pas pour une application terrestre d'hybridation entre les conversions photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire et inversement. Ce constat vient s'ajouter à celui de Vaillon et al. [26] qui montrent qu'une cellule photovoltaïque optimisée dans les conditions standards de test (CST) ne fonctionne pas nécessairement de manière optimale sur une large plage de température (>100 °C). Le développement d'une cellule solaire optimisée pour de hautes températures doit ainsi considérer : 1. une application et ses contraintes et 2. une plage de température opératoire.

Le développement d'une cellule optimisée à une haute température est donc bénéfique pour le spatial proche du soleil tout comme pour les systèmes hybrides. Cependant, cette étude s'oriente plus particulièrement vers les contraintes de l'hybridation entre les conversions photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire (PVT et PVTEG). C'est pourquoi l'objectif de cette thèse est d'étudier la physique qui gouverne le comportement des cellules solaires dans les conditions opératoires typiques de ces systèmes, de 150 à 200 °C et avec une illumination modérée ($X_c \leq 10$).

1.3 Cellules solaires opérant à haute température

Bien que les conditions opératoires soient indissociables des applications du photovoltaïque, les performances des cellules solaires sont couramment évaluées dans les conditions standards de test ($T = 25\ ^\circ C$, $P_{inc} = 1000\ W/m^2$, $AM1,5G$). Un certain nombre d'études commencent à considérer et évaluer les performances des cellules photovoltaïque dans des conditions de température et d'illumination non standards. Tout l'intérêt grandissant pour ces études découle du besoin de développer des technologies optimisées à l'aide des connaissances approfondies du comportement des cellules dans ces conditions. Cette section s'attache à introduire l'état de l'art des cellules testées à haute température ($T \geq 100\ ^\circ C$) et l'analyse de leurs performances.

1.3.1 État de l'art des cellules solaires opérant à haute température

Les récents travaux de Vaillon et al. [26] établissent un état de l'art des cellules solaires fonctionnant sous stress thermique pour des températures supérieures à 100 °C. Le tableau 1.1 reprend les cellules solaires testées en laboratoire dans des conditions de température comprise entre 150 et 200 °C.

Les cellules solaires sont classées par décroissance de leur énergie de bande interdite. Les températures de test évoluent entre la température ambiante ($T_{amb} = 25\ ^\circ C$) et jusqu'à au moins 200 °C, à l'exception d'un cas de cellule en arséniure de gallium testée jusqu'à 127 °C. On recense six cellules testées sans concentration et la majoritée des autres avec un facteur de concentration modéré (comparable aux conditions des missions spatiales proche du soleil $X_c < 500$). Les principaux paramètres des cellules sont listés : architecture (type), couche anti-reflets (CAR), les métallisations en faces avant et arrière (contact av. et ar., respectivement), leur méthode de croissance et leur taille (aire).

TABLEAU 1.1 *Cellules solaires testées en laboratoire dans des conditions de stress thermique (à des températures supérieures à 150 °C), avec ou sans concentration (facteur X_c). Tableau adapté de Vaillon et al. [26].*

Jonction	Type	T (°C)	X_c	Composant (E_g 300K [eV])	CAR	Contacts	Croissance	Taille	Réf.
Simple	p-n/n-p	TA-275	1-150	6H-SiC (3.0)	Sans	Av : Ti/Al/Au/Pt ; Ar : Au/Al		0,48 cm^2	[75]
Simple	p-i-n	TA-400	1-150	GaInN/GaN	Sans	Av : Ni/Au ; Ar : Ti/Al/Ti/Au		0,1 mm^2	[76]
Simple	p-i-n	TA-427	1	GaInN/GaN	OIE	Av : Ti/Al/Ni/Au	MOCVD	1 mm^2	[77]
Simple	p-i-n	TA-600	1-300	GaInN/GaN (2,75-2,95)	OIE	Av : Ti/Pt/Au ; Ar : Ti/Al/Ni/Au	MOCVD	6,25 mm^2	[78] [79]
Simple	p-i-n	TA-500	1	GaInN/GaN	Sans		MOCVD		[80]
Simple	n-p	25-400	1-1500	(Al)GaInP	Al_2O_3	Av : Ti/Pt/Al/Pt ; Ar : Au	MOVPE	0,1 cm^2	[30] [31]
Simple	n-i-p	-70-127	1	GaAs (1,42)	Ta_2O_5/MgF_2				[34] [81]
Simple		TA-450	1	GaAs (1,42)	Sans		MOCVD	1 cm^2	[33]
Simple	n-p	25-400	1-1500	GaAs (1,42)	Al_2O_3	Av : Au/Pt/Al/Pt/Ti ; Ar : Au	MOVPE	0,1 cm^2	[30] [31]
Simple	n-p	TA-500	1	GaAs (1,42)	TiO_x/Al_2O_3		EJM	30,53 mm^2	[32]
Simple	p-n	TA-250	1	(Al)GaSb	Sans	Av : Ti/Pt/Au ; Ar : Ni/Ge/Au/Pt/Au	EJM	0,25 cm^2	[82]
Double		TA-400	1-1500	(Al)GaInP/GaAs			MOVPE		[83] [84]
Triple		30-240	1-14	InGaP/InGaAs/Ge		Av : Ag ; Ar : Ag	MOCVD	1 cm^2	[85]
Triple		50-230	1-8	GaInP/GaAs/Ge	MgF_2			15 cm^2	[86]

TA, température ambiante ; CAR, couche anti-reflets ; OIE, oxyde d'indium-étain ; EJM, épitaxie par jets moléculaires ; MOVPE ou MOCVD, épitaxie en phase vapeur aux organométalliques.

Il est à noter que l'étude d'une cellule solaire à une température élevée sans concentration est éloignée des conditions opératoires réelles des cellules. La température atteinte par une cellule PV résulte de son équilibre thermique avec l'environnement. Pour que la température d'équilibre d'une cellule solaire dépasse 100 °C, elle doit être éclairée sous concentration solaire. Cependant, l'analyse d'une cellule solaire sous stress thermique sans concentration par l'ajout d'une source artificielle de chaleur est utile pour comprendre la physique qui gouverne le comportement des cellules solaires à haute température.

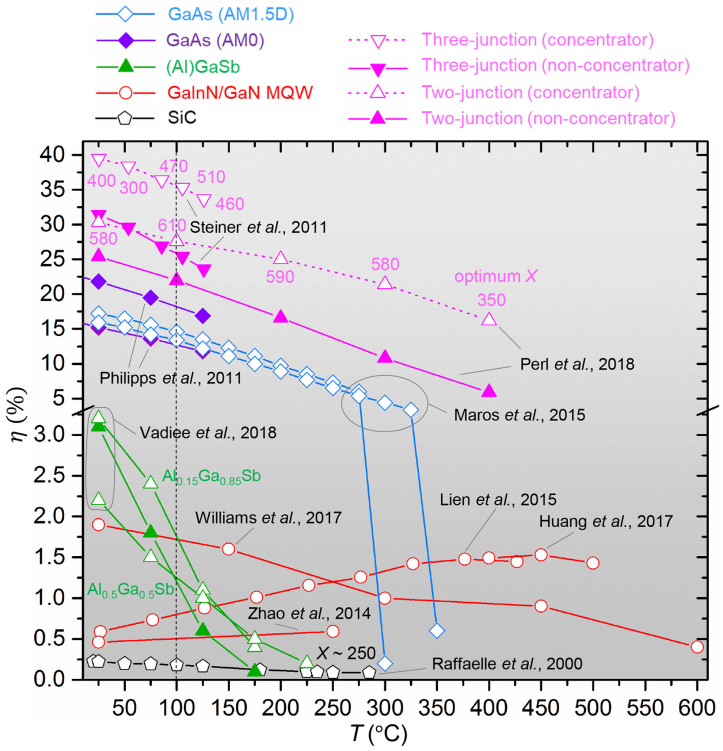


FIGURE 1.9 - *Évolution des performances des cellules solaires testées sous stress thermique, dont une partie est listée dans le tableau 1.1. Figure tirée de Vaillon et al. [26].*

La figure 1.9 illustre l'évolution des performances des cellules solaires testées sous stress thermique dont une partie est listée dans le tableau 1.1. Certaines cellules de l'étude montrent qu'avec un rendement plus élevé à température ambiante, elles ne sont pas nécessairement les meilleures à plus haute température. Vadiee et al. [82] ont étudié l'évolution en fonction de la température (de 25 à 250 °C) des performances des cellules à base d'antimoniure d'aluminium-gallium ($Al_xGa_{1-x}Sb$) pour une fraction d'aluminium x comprise entre 0 à 0,5. Le résultat est qu'avec une fraction d'aluminium de 0,15, à température ambiante le rendement de la cellule est d'environ 3,25 % supérieur au rendement de 2,25 % d'une cellule dont la fraction d'aluminium est de 0,5. Toutefois, au delà d'une température d'environ 150 °C il y a inversion. Plus évocateur, la cellule en antimoniure de gallium (GaSb, $x = 0$) montre une rendement nul

au-delà de 175 °C, là où la cellule en antimoniure d'aluminium-gallium ($Al_{0,5}Ga_{0,5}Sb$) reste opérationnelle au-delà de 200 °C. Ce constat d'inversion est similaire pour les cellules de Williams et al. [79] et Lien et al. [77].

Le défi d'optimiser une cellule solaire pour opérer à haute température (>100 °C) est alors différent de celui d'optimiser une cellule solaire dans les CST avec une dégradation minimale de ses performances due à l'augmentation de la température. On ne cherche pas à analyser la sensibilité thermique des cellules. On cherche à comprendre quelles sont les propriétés physiques et les comportements qui expliquent le comportement des cellules photovoltaïques à une température donnée, plutôt que l'évolution des performances en fonction de la température.

1.3.2 Dépendance à la température des performances des cellules solaires

La compréhension de la dépendance à la température des performances des cellules solaires peut s'illustrer en premier lieu en analysant comment le rendement idéal de la limite de Shockley-Queisser (SQ) [48, 50] évolue en fonction de la température. Comme exprimé par la loi de Planck généralisée, l'augmentation de la température conduit à une augmentation de l'émission radiative (équation 1.3). Pour une énergie de bande interdite et une illumination donnée, l'augmentation du nombre de recombinaisons conduit à la diminution de la tension de circuit ouvert (V_{co}). En partant de ce constat, la limite de Shockley-Queisser est une fonction décroissante de la température (Figure 1.10a).

En parallèle, la formule empirique de Varshni [87] permet de décrire la dépendance à la température de l'énergie de bande interdite des matériaux semiconducteurs massifs. Celle-ci relie l'énergie de bande interdite à la température T (en K), à l'énergie de bande interdite à la température de 0 K (E_0) par :

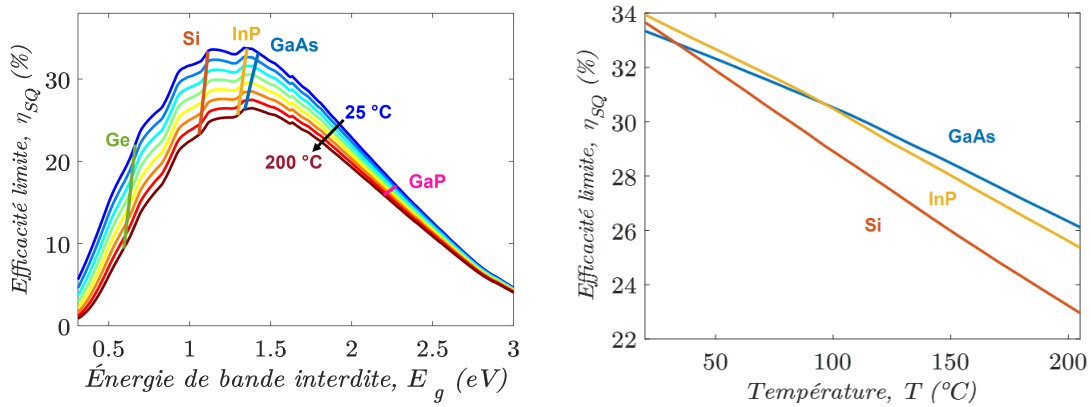
$$E_g(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T+\beta} \tag{1.8}$$

où α et β sont les paramètres de Varshni correspondant à chaque matériau. Ces paramètres peuvent être extraits de données expérimentales. Les valeurs correspondantes aux principaux semiconducteurs sont données dans le tableau 1.2. L'équation 1.8 montre qu'avec des coefficients α et β positifs, l'augmentation de la température conduit à une diminution de l'énergie de bande interdite.

TABLEAU 1.2 *Valeurs des paramètres de l'équation de Varshni pour les matériaux semiconducteurs sélectionnés. Les matériaux sont classés par énergie de bande interdite croissante.*

Matériaux	E_0 (eV)	α (meV/K)	β (K)	Réf.
Ge	0,7412	0,4561	210	[87]
Si	1,1557	0,7021	1108	[87]
InP	1,4206	0,4906	327	[87]
GaAs	1,519	0,5405	204	[88]
GaP	2,35	0,5771	372	[88]

La figure 1.10a représente l'évolution de la limite de Shockley-Queisser de 25 à 200 °C pour le spectre AM1,5G. L'évolution du rendement théorique maximum (η_{SQ}) en fonction de l'énergie de bande interdite décrite par Varshni est représentée pour la sélection de semiconducteurs du tableau 1.2.



(a) *(b)*

FIGURE 1.10 - *(a) Limite de Shockley-Queisser (SQ) de 25 °C (courbe bleue) jusqu'à 200 °C (courbe marron) avec un pas de 25 °C (courbes de couleurs) pour le spectre AM1,5G. Les lignes de couleur correspondent aux variations d'énergie de bande interdite pour les différents semiconducteurs calculées avec l'équation de Varshni [87] en utilisant les paramètres de Vurgaftman et al. [88] pour l'arséniure de gallium et le phosphure de gallium (Tableau 1.2). (b) Évolution du rendement limite de Shockley-Queisser (η_{SQ}) en fonction de la température pour les semiconducteurs qui présentent les meilleurs rendements sur la plage de température allant de 25 à 200 °C.*

À température ambiante, le silicium (Si) ou le phosphore d'indium (InP) s'avèrent être parmi les choix optimums. À température plus élevée, la situation est différente. L'arséniure de gallium dépasse le silicium aux environs de 35 °C (Figure 1.10b), puis le phosphore d'indium aux environs de 100 °C, pour finalement présenter à 200 °C un rendement maximal théorique de conversion photovoltaïque supérieur de 3 % à celui du silicium ($\eta^{SQ}_{GaAs}(200\ °C) = 26{,}4\ \%$ contre $\eta^{SQ}_{Si}(200\ °C) = 23{,}3\ \%$). C'est pourquoi l'arséniure de gallium (GaAs) est l'un des

meilleurs choix pour développer une cellule photovoltaïque qui fonctionne de manière optimale sur la plage de température allant de 150 à 200 °C.

Le choix d'une cellule en arséniure de gallium pour fonctionner optimalement sur la plage de température allant de 150 à 200 °C se base sur la limite de Shockley-Queisser. Comme évoqué précédemment, le modèle de la limite de Shockley-Queisser considère une cellule hautement idéalisée. Or les cellules réelles n'atteignent pas cette limite en raison d'autres facteurs qui enfreignent les différentes hypothèses du modèle et dont la dépendance à la température est à investiguer :

1. « L'ensemble des photons d'énergie supérieure ou égale à l'énergie de bande interdite (E_g) sont absorbés ». Aucune cellule ne possède une absorptivité (et emissivité) sous forme de marche. Par exemple la queue de bande définie par d'Urbach conduit à des absorptions inférieures à l'énergie de bande interdite et qui sont dépendantes de la température [89, 90, 91].
2. « Le seul mécanisme de recombinaison des porteurs est radiatif ». D'autres mécanismes de recombinaisons non raditifs (Shockley-Read-Hall, Auger et surfaciques) interviennent et varient en fonction de la température [31].
3. « Aucunes pertes résistives ». Les pertes résistives interviennent et dépendent de l'évolution des performances des contacts et des propriétés des matériaux en fonction de la température [84].

1.4 Étude bibliographique des cellules solaires en GaAs testées à haute température

Les sections suivantes décrivent les matériaux et architectures des cellules solaires en arséniure de gallium testées à hautes températures en laboratoire. La dernière section apporte quant à elle une analyse des performances de ces cellules testées à haute température. Une attention particulière est portée aux contacts et aux couches anti-reflets.

Seules quatre études à haute température ($T \geq 100\ °C$) portent sur des cellules en arséniure de gallium (tableau 1.1). Le tableau 1.3 présente le détail de l'architecture des cellules en GaAs tirées de ces études. Il est à noter que seulement deux cellules sont testées sur la plage allant de 150 à 200 °C (tableau 1.1). Cependant, les cellules de Sun et al. [32] (400 à 450 °C) et de Philipps et al. [34] (-70 à 127 °C) apportent des données essentielles sur les couches anti-reflets ou les contacts.

1.4.1 Matériaux et architectures des cellules

TABLEAU 1.3 *Détail des cellules solaires en arséniure de gallium testées en laboratoire dans des conditions de stress thermique (à des températures supérieures à 100 °C). Données issues du tableau 1.1.*

Couche	Perl et al. [31]	Sun et al. [32]	Maros et al. [33]	Philipps et al. [34]
Contact Av.	Ti\Pt\Al\Pt			
CAR		TiO_x\Al_2O_3		(A) MgF_2 \Ta_2O_5 (B) Sans
Cap	n^+-GaAs	n-GaAs (300 nm) $1{,}2\ 10^{19}$ cm^{-3}	n-GaAs (150 nm)	
Espaceur		n-InGaP (1000 nm) $2\ 10^{18}$ cm^{-3}		
Fenêtre	n^+-GaInP (25 nm)	n-InAlP (20 nm) 10^{18} cm^{-3}	n-AlInP (30 nm)	n-$Ga_{0,51}In_{0,49}P$
Émetteur	n-GaAs (100 nm)	n-GaAs (90 nm) 10^{18} cm^{-3}	n-GaAs (120 nm)	n-GaAs
Espaceur			i-GaAs (30 nm)	i-GaAs
Base	p-GaAs (3000 nm)	p-GaAs (2054 nm) 10^{17} cm^{-3}	p-GaAs (1850 nm)	p-GaAs
BSF	p^+-GaInP (300 nm)	p-InGaP (50 nm) 10^{18} cm^{-3}	p-AlGaAs (75 nm)	p-$Ga_{0,51}In_{0,49}P$
Tampon	p-AlGaAs (500 nm)	p-GaAs (200 nm) $6\ 10^{18}$ cm^{-3}	p-GaAs (500 nm)	p-GaAs
Substrat	GaAs	p-GaAs (001)	p-GaAs	p-GaAs
Contact Ar.	Au			

Les quatre cellules en arséniure de gallium présentées dans le tableau 1.3 ont une structure de type p (émetteur dopé n et base dopée p). Ce choix est judicieux, car dans l'arséniure de gallium la mobilité des trous est faible comparée à celle des électrons ($\mu_p = 400\ cm^2/Vs$ et $\mu_n = 8000\ cm^2/Vs$ à 300 K [92], respectivement). En conséquence, la faible épaisseur de l'émetteur dopé n ($\sim$100 nm) permet aux trous photogénérés (porteurs minoritaires) d'atteindre la jonction. Ce choix est d'autant plus pertinent qu'avec l'augmentation de la température la mobilité des porteurs diminue [93]. Il est à noter que seuls Sun et al. [32] donnent le dopage des couches de la cellule. La particularité de leur cellule est de présenter un espaceur en phosphure de gallium-indium (E_g = 1,35 à 2,26 eV) sous la couche cap afin de simuler les conditions optiques d'une cellule en arséniure de gallium intégrée dans une cellule à multijonctions.

Contacts

Le défi d'une métallisation performante à température ambiante est grand. Celui d'une métallisation à température plus élevée est encore plus grand. Des contacts de hautes performances assurent le passage du courant avec le moins de pertes de tension possible. Un contact peut être vu comme une barrière dépendante de la différence de niveau d'énergie entre le métal (travail de sortie ϕ_m en eV) et celle du semiconducteur (affinité électronique χ en eV). Le niveau de cette barrière est ajusté principalement en modifiant le dopage du semiconducteur ou les matériaux constitutifs du contact [94]. L'augmentation du dopage conduit à une diminution de l'épaisseur de la barrière, ce qui permet aux porteurs, par effet tunnel, de passer d'un matériau à l'autre. On appelle ces contacts des contacts ohmiques et ils présentent une caractéristique courant-tension (I-V) linéaire. La section 3.3.2 apporte plus de détail sur les mécanismes de transport de charges dans les zones où les contacts se trouvent.

Seule la cellule de Perl et al. [31] présente le détail des contacts utilisés. Maros et al. [33] quant à eux évoquent la présence d'or dans leurs contacts. L'utilisation d'or en face arrière permet de réaliser un bon contact ohmique [95, 96], toutefois il en résulte plusieurs contraintes : 1. l'or présente une faible accroche sur l'arséniure de gallium, ce qui rend difficilement réalisable des motifs à l'échelle micrométrique (typiquement rencontrés en face avant) ; 2. avec l'augmentation de la température, la diffusion de l'or peut conduire à la diminution de la résistance parallèle (R_p). En face arrière, le substrat (plusieurs centaines de microns d'épaisseur) empêche la diffusion de l'or jusqu'à la jonction, toutefois en face avant, l'émetteur d'épaisseur de quelques nanomètres peut permettre la diffusion de l'or jusqu'à la jonction, conduisant au court-circuit de la cellule.

Perl et al. [31] ont pensé leur métallisation en remplaçant l'or par de l'aluminium et en ajoutant une bi-couche de titane et de platine pour éviter les principales problématiques liées à l'utilisation de l'or. La couche de titane joue un rôle de couche d'accroche essentielle pour réaliser des motifs à l'échelle micrométrique [97]. La couche de platine quant à elle joue un rôle de barrière pour éviter la diffusion à plus haute température de l'aluminium. Une seconde couche de platine en surface de l'aluminium permet d'éviter l'oxydation.

À partir d'un dopage de 10^{19} cm^{-3}, le mécanisme d'effet tunnel facilite la réalisation de contacts ohmiques [95]. Les dopages typiques de l'arséniure de gallium dopé n atteignent environ 4 10^{18} cm^{-3}. Ainsi, si le choix d'une architecture n sur p est judicieuse par rapport à la mobilité des porteurs, elle est désavantageuse pour la réalisation de contacts ohmiques.

Avoir des contacts qui ne se dégradent pas à haute température n'est pas suffisant pour avoir des contacts optimisés à de hautes températures. Les pertes par effet Joule sont proportionnelles au carré du courant délivré par la cellule. Pour cette raison, il est nécessaire de minimiser toutes les contributions aux résistances séries, en particulier dans des conditions de concentration solaire. Deux contributions à la résistance des contacts sont à maîtriser à haute température : la résistance à la traversée du semiconducteur au métal (généralement caractérisée par une résistivité spécifique de contact ρ_c) et la résistance latérale. La résistivité spécifique de contact définit les performances et la qualité du contact. Elle peut être évaluée par des équations empiriques qui dépendent de la température [94]. Les récents travaux de Perl et al. [84] montrent que la résistivité spécifique de contact est une fonction décroissante de la température. L'interprétation de Perl et al. [84] est que l'augmentation de la température conduit à l'augmentation de l'émission thermoionique par dessus la barrière entre le semiconducteur et le métal et ainsi diminue la résistivité spécifique de contact. Cette diminution de la contribution de la résistance spécifique de contact lorsque la température croît est bénéfique et conduit à la diminution des résistances séries.

La résistance rencontrée dans le plan des couches ou encore latérale (R_{lat}) provient des difficultés rencontrées par les porteurs, se déplaçant latéralement dans la couche en surface pour rejoindre le contact. Cette résistance est quant à elle une fonction croissante de la température [84]. En effet, la résistance de couche (R_{lat}) est dépendante de la mobilité par la relation [98] :

$$R_{lat}(N,T) = \frac{\rho}{e_{couche}} = \frac{1}{Nq\mu(N,T)e_{couche}} \tag{1.9}$$

où ρ est la résistivité de la couche, q est la charge élémentaire, N est le dopage de la couche, e_{couche} est l'épaisseur de la couche, $\mu(N,T)$ est la mobilité des porteurs majoritaires et T est la température. Comme l'équation 1.9 le montre, cette résistance est dépendante du dopage et de la température. Or le modèle de Caughey-Thomas [93] décrit dans le chapitre suivant (Équation 2.8), montre que la mobilité des porteurs est une fonction décroissante de la température. Ainsi l'augmentation de la température induit une augmentation de la contribution de cette résistance (Équation 1.9) dans les résistances séries. Cela implique qu'une grille de contacts optimisée dans les conditions standards de test n'est pas conçue pour fonctionner de façon optimale à plus haute température. L'ensemble des propriétés qui gouvernent la contribution des contacts à la résistance série doit ainsi être maîtrisé à haute température.

Couches anti-reflets

En plus des métallisations (contacts), les couches anti-reflets (CAR) permettent de réduire la réflectance spectrale de la cellule (R_λ), qui représente la fraction des photons réfléchis pour chaque longueur d'onde. Elles jouent ainsi un rôle important dans la réalisation de cellules solaires performantes et de leur optimisation (Section 2.2.3). La maîtrise des propriétés optiques des éléments constitutifs des cellules solaires et de leurs stabilité à haute température est essentielle pour pouvoir optimiser les cellules à ces températures.

Deux articles présentent le détail des couches anti-reflets utilisées. Les travaux de Philipps et al. [34] étudient spécifiquement l'impact de l'augmentation de la température sur l'évolution des performances et des propriétés de la couche anti-reflets en proposant deux structures, l'une avec une bicouche de fluorure de magnésium et d'oxyde de tantale (MgF_2/Ta_2O_5) et l'autre sans. Les travaux de Sun et al. [32] étudient plus particulièrement la stabilité de la bicouche d'oxyde de titane et d'alumine (TiO_x/Al_2O_3).

Les travaux de Philipps et al. [34] portent sur la modélisation précise du comportement des cellules solaires à différentes températures. Les deux cellules étudiées (Tableau 1.3) diffèrent par la présence de la couche anti-reflets ou non. Comme attendu, la cellule sans couche anti-reflets présente une réponse spectrale (EQE) plus faible, c'est-à-dire un moins bon ratio entre le nombre des charges récoltées et le nombre de photons incidents, d'environ 60-70% contre environ 80-100%. Cependant, jusqu'à 127 °C aucune différence significative n'est observable sur le comportement optique des deux structures, traduite par l'absence de dégradation la valeur de l'efficacité quantique externe (EQE). Ce résultat indique une bonne stabilité des propriétés optiques de la couche anti-reflets et de l'arséniure de gallium.

Les travaux de Sun et al. [32] montrent qu'à température ambiante la réflectance de la cellule est aux alentour de 10 % sur l'ensemble de la gamme de longueurs d'onde. Après 200 h à 400-450 °C, la réflectance ne change pas jusqu'aux environs d'une longueur d'onde de 700 nm. Au-delà on observe un décalage dans les interférences, mais la réflectance reste de l'ordre de la dizaine de pourcents, ce qui indique une bonne stabilité des propriétés optiques de la cellule et de la couche anti-reflets à de hautes températures.

L'ensemble de ces travaux montre que les cellules solaires semblent optiquement performantes même à haute température. La stabilité des propriétés optiques de la plupart des couches anti-reflets à base d'oxyde est avérée jusqu'à plus de 400 °C.

La section suivante présente les procédures de test des cellules. Ensuite, afin de compléter l'étude des matériaux et architectures, est présentée l'analyse de l'évolution des performances des cellules en fonction de la température.

1.4.2 Performances des cellules solaires en GaAs testées à haute température

Procédures de test

Les principales méthodes de caractérisation des cellules solaires sont l'efficacité quantique externe (EQE) et la mesure de la caractéristique courant-tension (I-V). L'efficacité quantique externe est le rapport du nombre de charges collectées divisé par le nombre de photons incidents sur la surface de la cellule et qui peut être évaluée en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident. De même on défini l'efficacité quantique interne (EQI) comme le rapport du nombre de charges collectées sur le nombre de photons absorbés. La réponse spectrale est généralement mesurée à l'aide de cellules pour lesquelles leurs efficacité quantique externe est connue sur les plages de longueurs d'onde d'étude [32, 34].

La mesure de la caractéristique courant-tension (I-V) quant à elle est obtenue avec un simulateur solaire et des filtres optiques afin de reproduire le spectre du soleil [32, 99]. Les différents spectres cités dans l'étude des cellules solaires en arséniure de gallium (GaAs) à haute température sont le spectre AM0 (1367 W/m^2) pour l'étude de Philipps et al. [34], le spectre AM1,5D (900 W/m^2) pour Maros et al. [33] et pour Perl et al. [30] et AM1,5G pour Sun et al. [32].

Pour le contrôle de la température, les systèmes de chauffe de Linkam Scientific Instruments sont le plus souvent cités [30, 31, 32]. La plupart de ces systèmes permettent un contrôle de la température sur une plage de -195 à 350 °C et proposent un environnement sous azote, ou sous vide (échanges thermiques uniquement radiatifs). L'inconvénient de tels systèmes est la présence d'une fenêtre qui doit être optiquement caractérisée [30]. D'autres approches citent l'utilisation d'un cryostat [34] ou encore d'une plaque chauffante de haute précision [33].

Résultats expérimentaux de la littérature

La figure 1.11 présente les caractérisations issues de la littérature de l'efficacité quantique interne (EQI) et de l'efficacité quantique externe (EQE) des cellules en arséniure de gallium testées sous stress thermique.

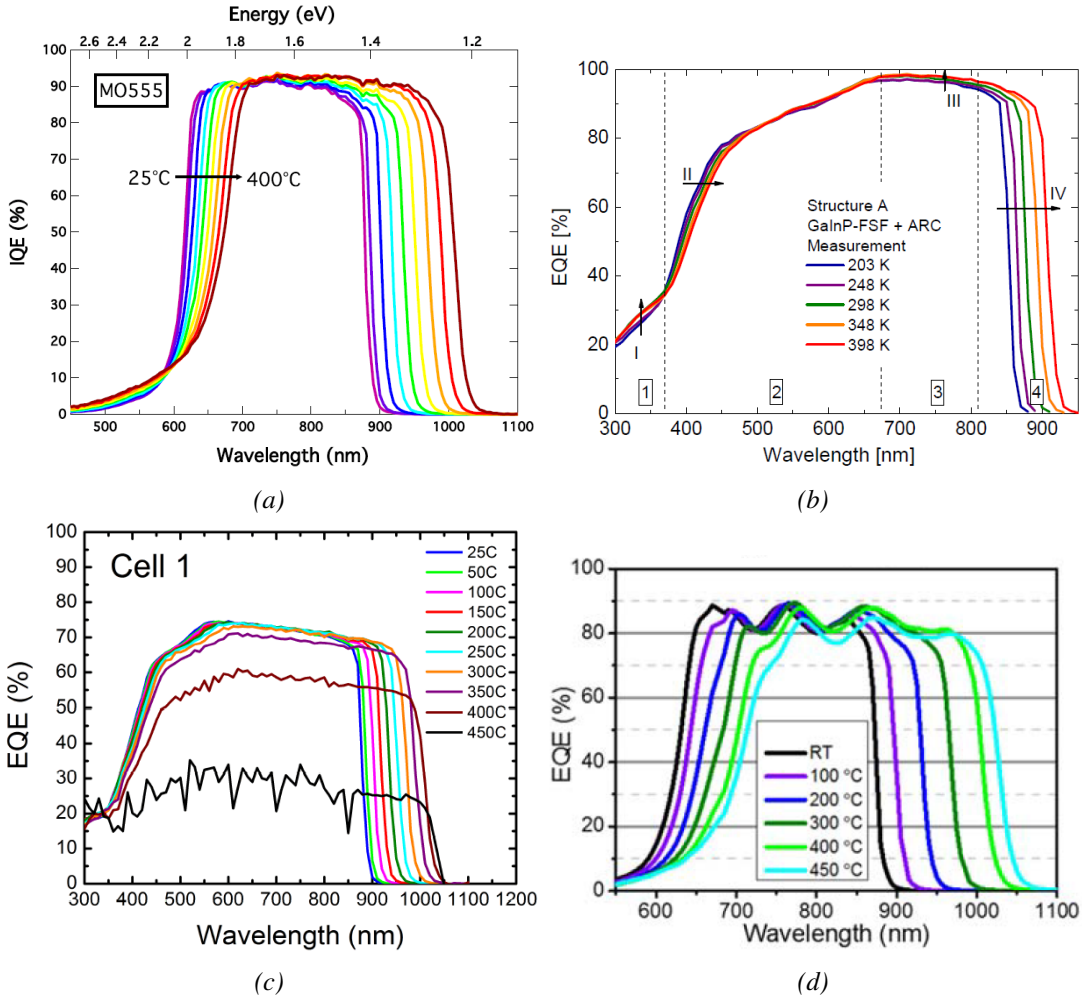
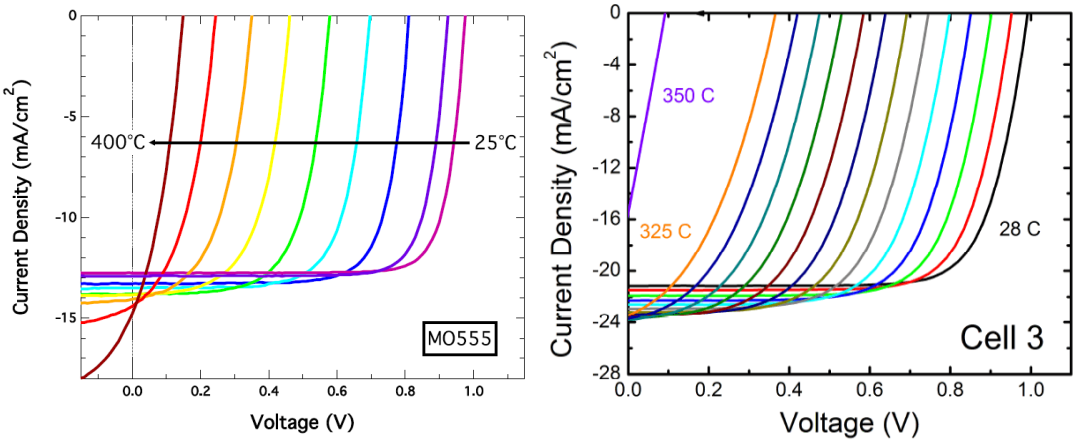


FIGURE 1.11 - *(a) Mesure de l'efficacité quantique interne (EQI) en fonction de la température, issue de la publication de Perl et al. [30]. Mesure de l'efficacité quantique externe (EQE) en fonction de la température issue de la publication de : (b) Philipps et al. [34], (c) Maros et al. [33] et (d) Sun et al. [32].*

Comme décrit dans la section 1.4.1, l'ensemble des caractérisations de la réponse spectrale montre une conservation des performances des cellules à haute température. L'efficacité quantique interne (EQI) de la cellule de Perl et al. [30] reste supérieure à 92 % sur toute la gamme de température. Le constat est similaire pour l'efficacité quantique externe (EQE) des trois autres cellules, à l'exception de la cellule de Maros et al. [33] au-delà de 350 °C, (Figure 1.11c) pour laquelle la valeur de l'EQE chute et le signal devient bruité à plus haute température. Dans ces gammes de température, certains métaux peuvent migrer depuis les contacts [96] et on peut émettre l'hypothèse que l'or puisse aller jusqu'à dévier le courant qui ne passe alors plus par la jonction.

Le comportement de l'ensemble des cellules solaires testées montre un déplacement de l'efficacité quantique externe vers les longueurs d'onde plus élevées (énergies plus faibles) lorsque la température croît. Ce décalage correspond à la diminution de l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium : $E_g(25\,°C) = 1,42\,eV$ ($\lambda_{E_g}(25\,°C) = 871\,nm$), $E_g(200\,°C) = 1,34\,eV$ ($\lambda_{E_g}(200\,°C) = 925\,nm$), $E_g(400\,°C) = 1,24\,eV$ ($\lambda_{E_g}(400\,°C) = 1000\,nm$) [87]. La cellule photovoltaïque absorbe alors des photons de plus faible énergie qu'à température ambiante, ce qui conduit à l'augmentation du courant de court-circuit comme illustré sur la caractéristique courant-tension (Figure 1.12) des cellules de Perl et al. [30] et Maros et al. [33].



(a) *(b)*

FIGURE 1.12 - *Mesure de la caractéristique courant-tension (I-V) sous un soleil en fonction de la température des cellules en arséniure de gallium. Figures tirées de (a) Perl et al. [30], (b) Maros et al. [33].*

Cette augmentation du courant de court-circuit représente +8,2 % pour la cellule de Perl et al. [30] (Figure 1.12a) entre 25 et 200 °C, pour une densité de courant (J_{cc}) qui croît de $12,75$ à $13,8\,mA/cm^2$. Pour Maros et al. [33] (Figure 1.12b), cela représente +10,4 % entre 28 et 200 °C (de $21,12$ à $23,32\,mA/cm^2$). L'augmentation du courant de court-circuit est bénéfique aux performances de la cellule (Équation 1.1), cependant il est bien connu qu'en parallèle, la forte diminution de la tension de circuit ouvert (Figure 1.12) entraîne une baisse de rendement de conversion. Pour Perl et al. cela représente une diminution de 40 % entre 25 et 200 °C (de $0,98$ à $0,58\,V$, respectivement) et de 35,6 % pour Maros et al. [33] (de $0,99$ à $0,64\,V$). La diminution de la tension de circuit ouvert correspond à l'augmentation du nombre de recombinaisons. Dans le modèle à une diode, l'augmentation du nombre de recombinaisons se traduit par l'augmentation du courant de recombinaison (J_0). Celui-ci est globalement proportionnel à l'augmentation de la densité intrinsèque de charges (n_i) [100], ce qui en fait un paramètre principal de l'étude des cellules solaires en fonction de la température [26, 34, 30].

Analyse des performances des cellules

Comme nous venons de le voir, la tension de circuit ouvert (V_{co}) est le facteur prédominant dans la dégradation des performances des cellules lorsque la température croît. La figure 1.13 présente son évolution pour les cellules de Maros et al. [33] (carrés) et de Perl et al. [30] (losanges) étudiées sous le spectre AM1,5D (carrés et losanges) et la compare celle de la limite de Shockley-Queisser (lignes et cercles). Le pourcentage représente la fraction de la limite théorique atteinte par la cellule.

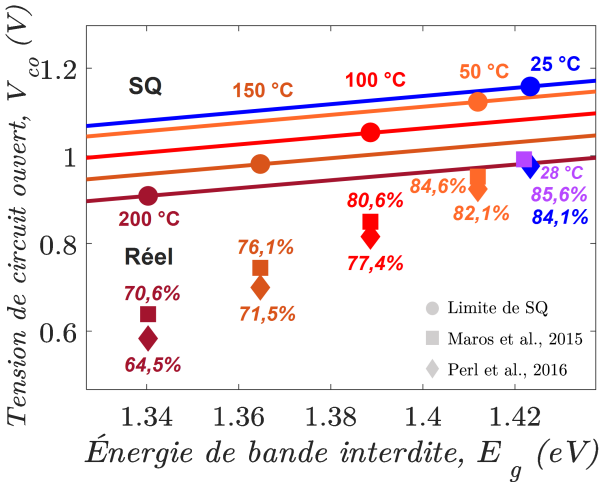


FIGURE 1.13 - *Évolution de la tension de circuit ouvert (V_{co}) en fonction de la température pour les cellules de Maros et al. [33] (carrés) et de Perl et al. [30] (losanges). Les lignes de couleurs représentent la limite de Shocley-Queisser aux températures indiquées en fonction de l'énergie de bande interdite. Les cercles représentent la limite de Shockley-Queisser pour l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium. Le pourcentage associé aux données expérimentales représente la fraction de la limite de Shockley-Queisser atteinte.*

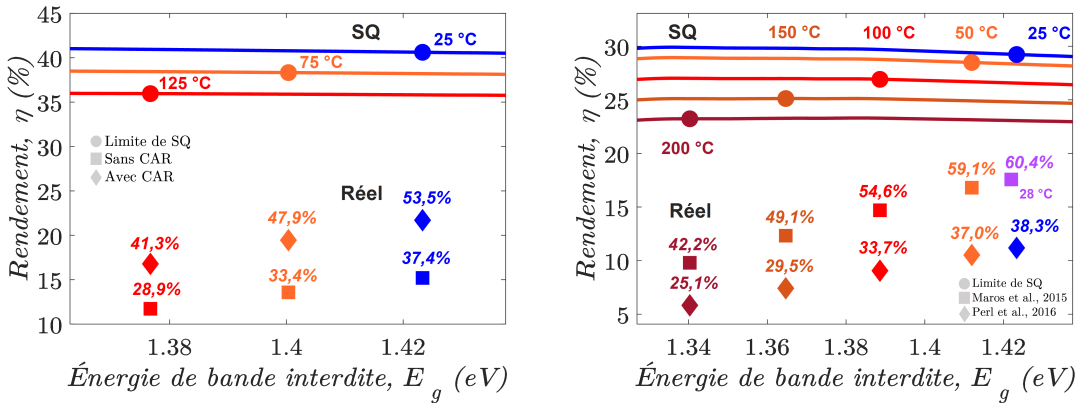
La figure 1.13 présente l'évolution de la tension de circuit ouvert (V_{co}) en fonction de la température pour les cellules de Maros et al. [33] et de Perl et al. [30] (carrés et losanges, respectivement). À température ambiante, la tension de circuit ouvert des cellules atteint environ 85 % de la limite de Shockley-Queisser. Cependant, à plus haute température, ce n'est plus le cas. En effet, à 200 °C, la meilleure cellule a une tension de circuit ouvert qui atteint à peine plus de 70 % de la limite théorique. Comprendre pourquoi l'écart à la limite de Shockley-Queisser augmente lorsque la température croît correspond à l'objectif de ces travaux de thèse.

Pour compléter cette observation, on évalue généralement la dégradation des performances des cellules photovoltaïques en fonction de la température en définissant des coefficients de température [27]. Ils s'expriment comme la différence entre la valeur d'un facteur de mérite (G) à une température de référence (dans les conditions standards de test $T = 25\ °C\ /\ 298,15\ K$) et

à la température de la cellule (T_c) divisé par l'écart de température et peuvent s'exprimer en $\%\ K^{-1}$:

$$\beta_G(T_c) = \frac{G(T_c) - G(298,15\ K)}{T_c - 298,15} 10^2 \tag{1.10}$$

On remarque alors sur la figure 1.13 que jusqu'à la température d'environ 100 °C, l'augmentation de l'écart à la limite de Shockley-Queisser est comparable pour les deux cellules (-5 et -6,7 % de la de la fraction de la limite de SQ atteinte). Ce comportement conforte le bien fondé de l'utilisation éventuelle d'un coefficient de température unique pour différentes cellules composées d'arséniure de gallium. Au-delà de 100 °C, on observe un écart significatif entre la fraction de la limite de Shockley-Queisser atteinte par chacune des deux cellules (jusqu'à 6,1 % de la limite de SQ à 200 °C). Cette observation montre qu'au-delà de 100 °C, un unique coefficient de température est insuffisant pour qualifier le comportement de l'ensemble des cellules composées d'arséniure de gallium.



(a) *(b)*

FIGURE 1.14 - *Évolution du rendement des cellules solaires étudiées : (a) sous le spectre AM0, Philipps et al. [34], (b) sous le spectre AM1,5D, Maros et al. [33] (carrés) et Perl et al. [30] (losanges). Les lignes et cercles représentent la limite de Shockley-Queisser et sa valeur pour l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium, respectivement. Le pourcentage associé aux données expérimentales représente la fraction de la limite de Shockley-Queisser atteinte.*

Le constat est identique pour l'analyse du rendement des cellules. La figure 1.14 montre l'évolution des performances des cellules de Philipps et al. [34] (Figure 1.14a) avec et sans couche anti-reflets (losanges et carrés, respectivement) sous le spectre AM0 et des travaux de Perl et al. [30] et Maros et al. [33] sous le spectre AM1,5D (Figure 1.14b, losanges et carrés, respectivement).

Premièrement, pour une même architecture de cellule, l'une avec et l'autre sans couche anti-reflets (Figure 1.14a), on constate qu'un unique coefficient de température est insuffisant pour qualifier l'évolution du rendement des deux cellules. En effet, l'écart entre les deux cellules diminue de 16,1 % à 25 °C, jusqu'à 12,4 % à 127 °C de la limite théorique atteinte à ces températures. Ce résultat montre que la couche anti-reflets joue un rôle dans l'optimisation des propriétés optiques des cellules à haute température. De plus, la mesure de l'efficacité quantique externe de la cellule avec la couche anti-reflets (Figure 1.11b) a montrée qu'elle était stable à haute température et ne dégradait pas les performances optiques de la cellule. Ce constat implique donc que la couche anti-reflets joue également un rôle dans l'évolution des performances électriques de la cellule lorsque la température croît.

Deuxièmement, l'évolution lorsque la température augmente, de la fraction du rendement de la limite de Shockley-Queisser atteinte par des cellules d'architectures différentes (Figure 1.14b), illustre une nouvelle fois le comportement unique de chaque cellule. En effet, on observe le rapprochement des performances des cellules de Maros et al. [33] et Perl et al. [30] à plus haute température (écart entre les deux cellules du pourcentage de la limite théorique atteinte de 22,1 % à 50 °C contre 17,1 % à 200 °C).

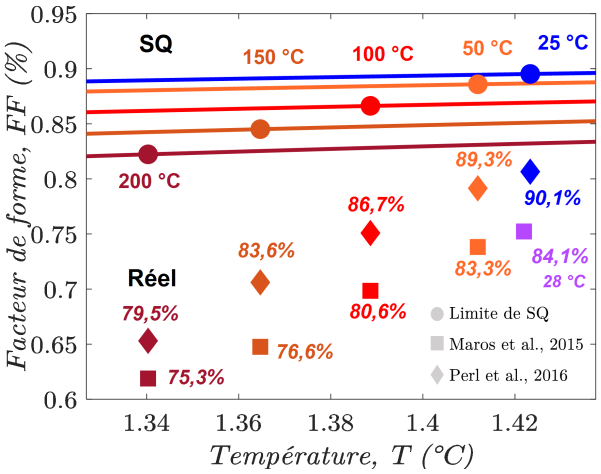


FIGURE 1.15 - *Évolution du facteur de forme (FF) pour les cellules étudiées en fonction de la température. Les carrés et losanges correspondent aux données expérimentales de Maros et al. [33] et de Perl et al. [30], respectivement. Les lignes et cercles représentent la limite de Shockley-Queisser et sa valeur pour l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium, respectivement. Le pourcentage associé aux données expérimentales représente la fraction de la limite de Shockley-Queisser atteinte.*

Pour finir, la figure 1.15 présente l'évolution du facteur de forme (FF) des cellules étudiées en fonction de la température. Une nouvelle fois on observe une évolution de cette figure de mérite qui est dissimilaire entre les deux cellules. Ce résultat souligne également l'importance

de l'évolution des résistances séries et résistances parallèles (contribuant à l'évolution du facteur de forme) à plus haute température. Le constat le plus important ici, s'illustre par la non linéarité de l'évolution en fonction de la température, de la fraction de la limite théorique atteinte par le facteur de forme de la cellule de Maros et al. [33]. Cette observation montre que l'utilisation des coefficients de températures (relation linéaire) est alors inadaptée. L'étude de l'évolution des performances des cellules à plus haute température requiert alors une analyse plus poussée de la physique qui régit leurs comportements à l'aide d'un modèle numérique.

1.5 Conclusions

Cellules solaires opérant à haute température

- Les premières cellules solaires datent de 1954. Le développement du photovoltaïque a permis d'atteindre aujourd'hui plus de 40 % d'efficacité.
- Les missions spatiales proches du soleil ainsi que l'hybridation entre les conversions photovoltaïque et thermique de l'énergie solaire peuvent conduire les cellules à fonctionner à des températures supérieures à 100 °C.
- Un état de l'art des cellules solaires testées à haute température (>100 °C) a montré qu'une cellule avec un rendement plus élevé dans les conditions standards de test ($T = 25\ °C$), ne présente pas nécessairement le meilleur rendement à plus haute température.
- La limite de Shockley-Queisser en fonction de la température a permis de justifier le choix de l'arséniure de gallium (GaAs, $E_g(300K) = 1,42\ eV$) comme semiconducteur optimal pour une cellule devant opérer sur la plage de 150 à 200 °C.
- L'analyse poussée des performances des cellules solaires en GaAs testées sous stress thermique a montré que les figures de mérite s'éloignent de la limite de Shockley-Quessier lorsque la température augmente. On en a ainsi conclu que les cellules n'étaient pas conçues pour fonctionner optimalement à haute température.
- L'étude de l'évolution des figures de mérite à montré que leurs évolution n'était pas nécessairement linéaire à plus haute température (>100 °C). On en a conclu que l'utilisation des coefficients de température est alors contestable pour des températures supérieures à 100 °C.
- L'étude de la réponse spectrale (EQE) des cellules solaires a montré que leurs propriétés optiques ainsi que la collecte des charges à tension nulle (court-circuit) semblent toujours performantes à plus haute température.
- La tension de circuit ouvert (V_{co}) est la source principale de la dégradation du rendement à haute température. La diminution du facteur de forme (FF) a également montré qu'une étude sur les résistances séries (contacts) et parallèles est nécessaire.

Chapitre 2

Véhicule de test optimisé à 25 °C

Sommaire

2.1 Cellules solaires GaAs conventionnelles opérant à 25 °C 40
2.1.1 Matériaux et architectures des cellules solaires en GaAs 40
2.1.2 Résumé des choix de fabrication des cellules solaires GaAs 45
2.2 Conception d'une cellule GaAs conventionnelle optimisée à 25 °C . . . 45
2.2.1 Modèles 45
2.2.2 Modélisation d'une cellule de référence 48
2.2.3 Optimisation de la cellule à température ambiante 58
2.3 Fabrication des cellules et d'échantillons spécifiques 62
2.3.1 Contacts 62
2.3.2 Gravure humide de la couche cap 64
2.3.3 Dépôt et gravure de la couche anti-reflets 65
2.3.4 Échantillons spécifiques 66
2.4 Caractérisation des cellules et de leurs composants 67
2.4.1 Mesures de l'EQE 67
2.4.2 Mesures de la caractéristique courant-tension 68
2.4.3 Mesures de résistivité spécifique de contact 69
2.4.4 Mesures de la mobilité par effet hall 73
2.4.5 Mesures des propriétés optiques par ellipsométrie 75
2.4.6 Mesures de photoluminescence 76
2.5 Conclusions 77

2.1 Cellules solaires GaAs conventionnelles opérant à 25 °C

La limite de Shockley-Queisser (SQ) montre que si à température ambiante le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAs) sont des choix optimums équivalents, entre 150 et 200 °C l'arséniure de gallium est un bien meilleur choix (Section 1.3.2). Pour réaliser l'étude de la physique qui gouverne les performances des cellules solaires à plus haute température, il est sensé de partir d'une configuration bien connue d'une cellule appelée "véhicule de test" optimisée dans les conditions standards de test ($T = 25\ °C$, $P_{inc} = 1000\ W/m^2$, $AM1,5G$).

2.1.1 Matériaux et architectures des cellules solaires en GaAs

En 1977, le groupe IBM (T.J. Watson Reasearch Center) fait référencer la première cellule simple jonction en arséniure de gallium dans le tableau du NREL [101]. Ces travaux proposaient de répondre à la limitation des fortes recombinaisons de surface des cellules en arséniure de gallium en déposant une couche d'arséniure d'aluminium-gallium ($Al_xGa_{1-x}As$) en tant que couche fenêtre. Cette couche possède un gap supérieur à celui de l'arséniure de gallium (compris entre 1,42 à 2,12 eV en fonction de la fraction d'aluminium) et joue un rôle de barrière pour les porteurs minoritaires (réduction des recombinaisons de surface) tout en laissant une majorité du flux lumineux pénétrer la cellule.

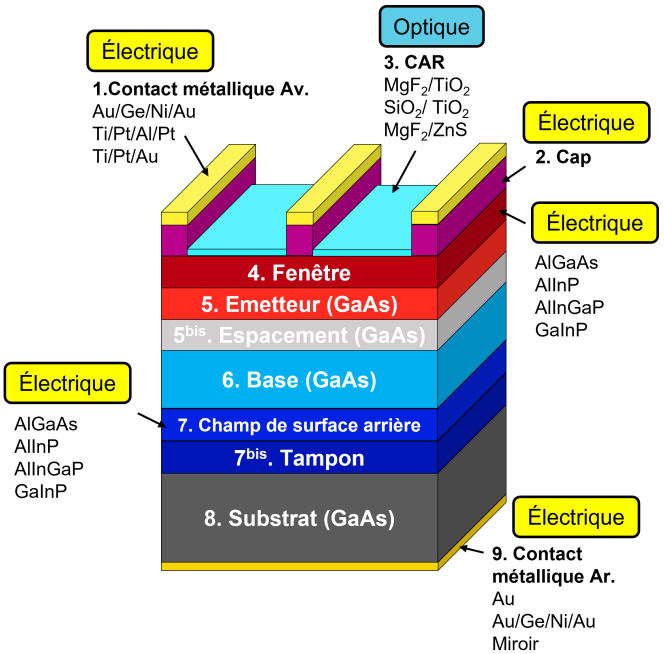


FIGURE 2.1 - *Architecture des cellules solaires conventionnelles en arséniure de gallium. Les différents choix de matériaux des couches constitutives de la cellule sont tirés du tableau 2.1.*

Les cellules développées par la suite, en particulier à la fin des années 1980 et au début des années 1990, gardent ce concept et proposent des cellules épaisses avec une couche anti-reflets. La figure 2.1 présente les différentes couches constitutives des cellules solaires conventionnelles en arséniure de gallium. Le détail de leurs architectures est tiré du tableau 2.1. On observe que la majorité des cellules sont fabriquées selon une architecture p-n (7 cellules). Il est à noter que ce constat est en opposition avec les cellules de type n-p testées à plus haute température.

Couche anti-reflets et fenêtre

La majorité des cellules possède une couche anti-reflets (CAR). La plupart sont composées de bicouches (7 cellules). Les matériaux les plus utilisés sont le sulfure de zinc (ZnS) et le fluorure de magnésium (MgF_2). Malheureusement, ces deux matériaux ne sont pas disponibles à l'institut d'électronique et des systèmes (IES). La bicouche de dioxyde de titane et de dioxyde de silicium (TiO_2/SiO_2) présente des propriétés comparables, mais seul le dépôt de SiO_2 est calibré au laboratoire. Ainsi le choix d'une simple couche de dioxyde de silicium (SiO_2) s'impose à la réalisation de la cellule véhicule de test.

Le dépôt d'une couche anti-reflets qui contient de l'oxygène est contraignant vis-à-vis de la couche fenêtre. En effet, la majorité de ces couches possède de l'aluminium (8 cellules avec AlGaAs), dont sept avec une fraction d'aluminium supérieure à 80 %. Or les travaux de R. Cariou [102] et K. Louarn [103] révèlent que leurs couches fenêtres en arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs) sont partiellement ou complètement oxydées. L'impact sur les performances de ces cellules s'illustre par des rendements compris entre $\eta = 7$ et 15 %. Ces performances sont pour le moins étonnamment faibles comparativement à la cellule record de 27,8 % [12]. L'oxydation a un impact sur la transmission de la couche fenêtre qui se manifeste par une chute de l'efficacité quantique externe (EQE) jusqu'au gap de l'arséniure d'aluminium-gallium [103]. Elle impacte également la tension de circuit ouvert (V_{co}) comprise entre 0,91 et 0,94 V, inférieure à celle de la majorité des cellules ($\sim$1 V, tableau 2.2).

R. Cariou [102] montre qu'en encapsulant les composés à base d'aluminium avec du phosphure de gallium-indium (GaInP), la densité de courant de court-circuit de la cellule double et la tension de circuit ouvert dépasse 1 V. D'autres approches consistent à remplacer l'arséniure d'aluminium-gallium par le phosphure de gallium-indium (GaInP) ou encore du phosphure d'alluminium-gallium-indium (AlGaInP) comme pour les cellules de Bett et al. [36].

TABLEAU 2.1 *Sélection de cellules solaires conventionnelles en GaAs testées dans les CST (T=25 °C). L'emetteur et la base de l'ensemble des cellules sont en GaAs. Les informations relatives aux différentes couches sont : le matériau, l'épaisseur et le dopage exprimé en* cm^{-3}.

Type	Contacts	CAR	Fenêtre	Émetteur	Base	CSA	Taille	Réf.
p-n	Av : Au/Zn/Au ; Ar : NiAu/GeNiAu	ZnS/MgF_2	$Al_{0,85}Ga_{0,15}As$ 30 nm $2\ 10^{18}$	600 nm $2\ 10^{18}$	4,4 μm $4\ 10^{17}$	$Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ 200 nm $5\ 10^{17}$	1 cm^2	Geelen et al. [104]
p-n	Av : Pt/Au ; Ar : AuGe/Ni/Au	TiO_2/SiO_2	$Al_{0,85}Ga_{0,15}As$ 35 nm $2\ 10^{18}$	200 nm $2\ 10^{18}$	3 μm $2\ 10^{17}$	$Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ 200 nm $7\ 10^{17}$	0,1-1 cm^2	R. Cariou [102]
p-n	Av : Ti/Pt/Au ; Ar : AuGe/Ni/Au	SiN_x/SiO_x	$Al_{0,8}Ga_{0,2}As$ 40 nm $2\ 10^{18}$	200 nm $2\ 10^{18}$	3 μm $2\ 10^{17}$	$Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ 100 nm $2\ 10^{18}$	0,25 cm^2	K. Louarn [103]
p-n	Av : Cr/AuBe/Au ; Ar : Au/Ge/Ni/Au	ZnS/MgF_2	$Al_{0,85}Ga_{0,15}As$ 40-50 nm 10^{18}	900 nm $8\ 10^{17}$	3-4 μm 1-2 10^{17}	$Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ 10^{18}	1 mm^2	Ortiz, Algora et al. [105, 106]
p-n	Av : Ti/Pd/Ag ; Ar : Au/Ge	MgF_2/TiO_2	$Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ (ou GaInP-AlInP) 30 nm 1-5 10^{18}	500 nm $5\ 10^{18}$	2-4 μm $2\ 10^{17}$	$3,5\ 10^{18}$	1-8 cm^2	Bett et al. [36]
p-n	Av : Au/Ge/Ni/Au ; Ar : Au/Ge/Ni/Au	SiN_x	$Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ 40 nm	700 nm $2,5\ 10^{18}$	3,8 μm $5\ 10^{17}$	$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ 200 nm	0,2 cm^2	MacMillan et al. [107]
p-n	Av : Ti/Au ; Ar : AuGe/Ni/Au	MgF_2/ZnS	$Al_{0,7}Ga_{0,3}As$ 40 nm	300 nm	2,5 μm	GaAs 200 nm	0,25-4 cm^2	Venkatasubramanian et al. [108]
n-p	Av : Pd/Au ; Ar : Au/Ge/Ni/Au	SiN_x	$Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ 40 nm	200 nm $1\ 10^{18}$	3,8 μm $5\ 10^{17}$	$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ 200 nm	0,2 cm^2	MacMillan et al. [107]
n-p		MgF_2/TiO_2	$Ga_{0,51}In_{0,49}P$ 30 nm 3-5 10^{18}	100 nm $2\ 10^{18}$	3,5 μm $1\ 10^{17}$	$Ga_{0,51}In_{0,49}P$ 50 nm $2\ 10^{18}$		Létay et al. [109]

p-n i.e. un émetteur p sur une base n ; CAR, couche anti-reflets ; CSA, champ de surface arrière.

TABLEAU 2.2 *Figures de mérite des différentes cellules en GaAs testées à 25 °C sous un soleil. La première cellule correspond à la cellule record. Les cellules suivantes sont reprises du tableau 2.1 et classées par efficacité décroissante.*

Spectre	Croissance	Taille (cm^2)	Efficacité (%)	V_{co} (V)	J_{cc} (mA/cm^2)	FF (%)	Réf.
		0,999	27,4	1,077	29,3	86,7	LG Electronics [12]
AM1,5G	MOVPE	1	24,2	1,036	27,5	85,1	Bett et al. [36]
AM1,5G	MOCVD	1	23,9	1,038	27,15	84,6	Geelen et al. [104]
AM1,5D	EPL	0,01	20,6	0,965	26,81	79,63	Algora et al. [106]
AM1,5G	MOCVD	4	18,2	0,9944	23	79,68	Venkatasubramanian et al. [108]
AM1,5G			15,6	0,991	19,3	81,5	Létay et al. [109]
AM1,5G	EJM	0,25	14,85	0,91	19,80	82,37	Louarn [103]
AM1,5G	MOCVD	0,25	9,86	0,942	13,4	77,8	Cariou [102]
AM1,5G	MOCVD	1	7,14	0,934	11,86	64,4	Cariou [102]

MOVPE ou MOCVD, épitaxie en phase vapeur aux organométalliques ; EJM, épitaxie par jet moléculaire ; EPL, épitaxie en phase liquide.

Les différentes solutions pour pallier l'oxydation de l'aluminium requièrent une source de phosphore. Le laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes (LAAS [110]) partenaire de la thèse n'ayant pas une telle source à disposition, le choix de l'arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs) s'est imposé pour la réalisation de la couche fenêtre de la cellule. Par précaution, notre choix s'est porté sur une fraction d'aluminium de 40 % pour prévenir de l'oxydation plus conséquente des couches plus riches en aluminium.

Emetteur, base et couche de champ de surface arrière

Les couches qui composent la jonction (émetteur, base et éventuellement un espacement non intentionnellement dopé) sont en arséniure de gallium (GaAs). Pour l'émetteur, les couches sont d'épaisseurs plus faibles (∼200-500 nm) et d'un ordre de grandeur de dopage supérieur à la base (∼3 μm). Comme évoqué dans la sous-section 1.4.1 dédiée aux contacts testés à haute température, le choix d'une cellule de type p (émetteur dopé n et base dopée p) était judicieux, car dans l'arséniure de gallium la mobilité des trous est faible comparée à celle des électrons [92]. Les cellules optimisées et testées à 25 °C (Tableau 2.1), sont quant à elles majoritairement de type n (émetteur dopé p et base dopée n). En effet, une cellule de type n permet d'obtenir un dopage plus élevé de la couche cap situé sous les contacts, ce qui facilite la

réalisation de contacts ohmiques en face avant. C'est pourquoi le choix d'une cellule de type n (émetteur dopé p et base dopée n) est retenu pour la réalisation du véhicule de test optimisé à 25 °C. La dernière couche de champ de surface arrière (CSA) est équivalente à la couche fenêtre, mais avec une proportion d'aluminium inférieure.

Contacts

Les cellules optimisées pour fonctionner à 25 °C, possèdent majoritairement en face arrière, une métallisation composée d'un alliage d'or, de germanium et de nickel (Au/Ge/Ni). Cette métallisation est la plus couramment employée pour la réalisation de contacts ohmiques sur de l'arséniure de gallium dopé n [95]. Les avantages sont nombreux : le nickel (Ni) peut réagir avec l'oxyde de surface, provenant de l'exposition du matériau à l'air, afin de faciliter l'incorporation du germanium (Ge) qui sert alors de dopant pour assurer un bon contact ohmique [96]. Bien que cette métallisation puisse être utilisée en face avant, elle présente une faible stabilité à haute température et un faible contrôle de sa morphologie, ce qui rend son utilisation inadéquate pour des motifs à l'échelle micrométrique [103]. Pour les contacts sur de l'arséniure de gallium dopé p qui compose la couche cap sous les contacts et qui est fortement dopée, on retrouve un certain nombre de métallisations qui se basent sur une tricouche constituée de titane, platine et d'or (Ti/Pt/Au). Ce choix est corrélé aux avantages décrits dans la sous-section sur les contacts 1.4.1 testés à plus haute température, à savoir une couche d'accroche en titane, une couche barrière à la migration de l'or en platine et une résistivité spécifique de contact (ρ_c) inférieure à $10^6\ \Omega\ cm^2$ minimisant ainsi les pertes résistives par effet Joule. Ces deux métallisations sont ainsi retenues pour la réalisation du véhicule de test.

Croissance et taille des cellules solaires

Les différents types de croissance permettent d'obtenir des cellules comparables en termes de tension de circuit ouvert ($V_{co} \sim 1\ V$, tableau 2.2). Le choix du type de croissance est généralement dépendant des systèmes disponibles dans les laboratoires et dans le cas présent, par épitaxie par jets moléculaires (EJM) dans le bâti du laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes (LAAS) de Toulouse.

La taille des cellules est comprise entre 0,25 et 1 cm^2. Le choix de la taille des cellules a un impact sur leurs performances. À titre d'exemple, R. Cariou [102] qui a fabriqué deux cellules de taille 0,25 et 1 cm^2 montre que la cellule de plus petite dimension présente de meilleures performances (tableau 2.2). La cellule record quant à elle présente une taille de 1 cm^2. Pour ce travail nous avons choisis la taille de 1 cm^2 pour la conception du véhicule de test.

2.1.2 Résumé des choix de fabrication des cellules solaires GaAs

Tous les choix définis dans les sections précédentes ne sont pas optimaux en raison des limitations de fabrication des laboratoires partenaires. Toutefois, ces contraintes ne sont pas limitantes pour l'étude réalisée dans cette thèse, car le but est d'étudier le comportement des cellules sous stress thermique et non d'avoir une cellule record. L'étude des cellules solaires en arséniure de gallium et les contraintes de fabrication permettent de définir :

1. La type de la cellule est n (émetteur dopé p et base dopée n) pour la réalisation de contacts ohmiques.
2. Un alliage d'or, de germanium et de nickel (Au/Ge/Ni) pour les contacts en face arrière et une tricouche de titane, de platine et d'or (Ti/Pt/Au) en face avant.
3. Une simple couche anti-reflets en dioxyde de silicium (SiO_2) en raison des contraintes de dépôts réalisables à l'IES.
4. Le choix de croissance de l'épitaxie par jets moléculaires (EJM) se base sur le bâti du laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes (LAAS).
5. Le choix d'une couche fenêtre en asséniure d'aluminium-gallium ($Al_{0,4}Ga_{0,6}As$) malgré la possible oxydation de l'aluminium, est contraint par l'absence de source de phosphore au LAAS.
6. La taille (aire) des cellules est de 1 cm^2 comparable à celles des cellules de la littérature.

2.2 Conception d'une cellule GaAs conventionnelle optimisée à 25 °C

L'étude et l'optimisation d'une cellule solaire à 25 °C peuvent être réalisées expérimentalement par des essais et des erreurs. Cependant, ce procédé est fastidieux et coûteux. Il est alors courant d'avoir recours à des modèles afin d'étudier le comportement des cellules.

2.2.1 Modèles

On distingue deux types de modèles principaux : 1. les modèles basés sur l'extraction de données à l'aide de la caractéristique courant-tension (I-V) à l'aide d'un circuit équivalent et dont la résolution est analytique, 2. les modèles plus précis basés sur la physique des cellules solaires qui couplent une résolution optique et électrique numérique.

Circuit équivalent et résolution analytique

Le modèle analytique le plus simple fait l'analogie d'une cellule solaire avec un circuit électrique composé d'un générateur en parallèle avec une ou plusieurs diodes (Figure 2.2). Dans le modèle à une diode (Figure 2.2a) le courant que délivre la cellule est écrit comme suit [111] :

$$I = I_{ph} - I_0\left(exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_{id}k_bT}\right)-1\right) - \frac{q(V+IR_s)}{R_p} \tag{2.1}$$

où I_0 est le courant d'obscurité, q est la charge élémentaire, n_{id} est le facteur d'idéalité et k_b est la constante de Boltzmann et R_s et R_p sont les résistances série et parallèle, respectivement.

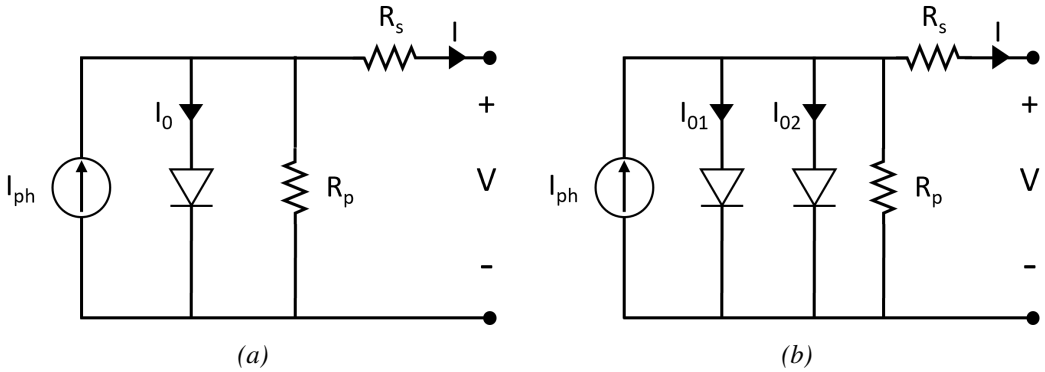


FIGURE 2.2 - *Circuit équivalent d'une cellule solaire à : (a) une diode, (b) deux diodes.*

L'ajout en parallèle d'une seconde diode (Figure 2.2b) permet de distinguer les recombinaisons radiatives de courant I_{01} et non radiatives de courant I_{02}. L'expression du courant délivré par la cellule est alors donnée par [111] :

$$I = I_{ph} - I_{01}\left(exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_{id1}k_bT}\right)-1\right) - I_{02}\left(exp\left(\frac{q(V+IR_s)}{n_{id2}k_bT}\right)-1\right) - \frac{q(V+IR_s)}{R_p} \tag{2.2}$$

où n_{id1} et n_{id2} sont les facteurs d'idéalité de chaque diode. Ces modèles sont couramment utilisés pour l'analyse de la caractéristique I-V des cellules, notamment dans l'étude des cellules solaires testées à haute température [30, 32]. Bien que ces modèles donnent un bon aperçu de l'évolution des performances des cellules solaires, la compréhension approfondie de la physique qui gouverne leurs comportements nécessite des modèles basés sur la physique des semiconducteurs et des composants électroniques.

Modèles physiques et résolution numérique

Une première approche pour réaliser l'étude approfondie de la physique des cellules solaires est d'utiliser un modèle à une dimension. Le code de MXCAD1D [99] qui a été développé en interne à l'institut d'électronique et des systèmes (IES) est basé sur la résolution des équations de Poisson et de continuité :

$$\nabla \cdot \varepsilon \nabla \psi = -q(p - n + N_D - N_A) \tag{2.3a}$$

$$\frac{1}{q}\nabla \cdot J_n = \frac{\partial n}{\partial t} + R - G, \quad J_n = -q\mu_n n \nabla \phi_n \tag{2.3b}$$

$$\frac{1}{q}\nabla \cdot J_p = \frac{\partial n}{\partial t} - R + G, \quad J_p = -q\mu_p p \nabla \phi_p \tag{2.3c}$$

où ε est la permittivité, ψ est le potentiel électrostatique, n et p sont la densité d'électrons et de trous, respectivement, N_A et N_D sont les densités de porteurs ionisés, J_n et J_p sont les densités de courant des électrons et des trous, respectivement, R et G sont les taux de recombinaison et de génération, respectivement, μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous, respectivement et pour finir ϕ_n et ϕ_p sont les potentiels des quasi-niveaux de Fermi.

La modélisation de la génération optique des paires électron-trou est basée sur une méthode de transfert matriciel [112] ainsi que les propriétés optiques des différents matériaux. Le modèle de MXCAD1D peut également être couplé à un modèle pseudo-3D développé en interne, PCp3D [113], qui se base sur les résultats du modèle 1D pour permettre l'étude et la définition de phénomènes surfaciques et des grilles de contact.

L'avantage de ces modèles par rapport aux modèles analytiques est qu'ils peuvent prendre en considération un grand nombre de propriétés physiques tirées de données expérimentales ou bien de modèles. Ils permettent ainsi de fournir une analyse détaillée du comportement physique de la cellule. Cependant, MXCAD1D utilisé dans nos analyses présente des limitations propres aux modèles 1D :

1. Seule une partie des résistances séries (dans la direction de l'axe de coordonnées du modèle) est prise en compte. Les résistances dans une autre direction (latérale, dans la zone proche des contacts, ...) et les résistances parallèles ne sont pas modélisables et doivent être ajoutées à l'aide de modèles additionnels ou du modèle pseudo-3D.
2. Les paires électron-trou peuvent se recombiner et libérer un photon d'énergie E_g. Ces photons peuvent alors être réabsorbés (recyclage) par les couches de la cellule solaire. Le taux de recyclage des photons est défini par le facteur ϕ_{RP} qui quantifie la proportion des photons qui sont émis par recombinaisons radiatives et réabsorbés pour générer une

paire électron-trou. Le recyclage des photons, qui contribue ainsi à l'augmentation de la durée de vie des porteurs photogénérés [109], n'est toutefois pas pris en considération dans le modèle.

3. Dans MXCAD1D, les conditions aux limites sont définies pour un contact ohmique qui à l'équilibre vérifie : $np = n_i^2$ (n et p les densités d'électrons et de trous, respectivement). Pour un problème à une dimension, les phénomènes surfaciques tels que l'oxydation ou encore les recombinaisons en surface ne sont alors pas modélisables.

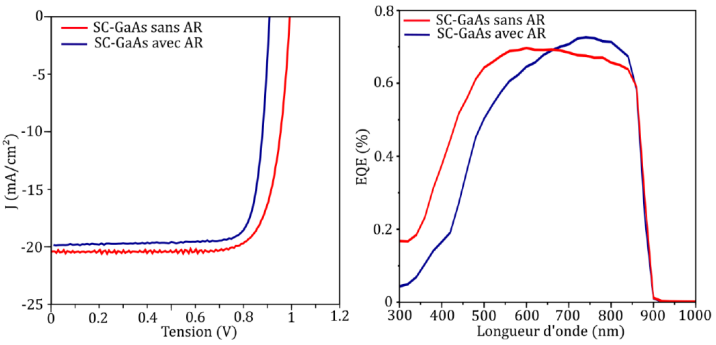
Plus de détails sur l'ensemble de ces modèles sont donnés dans les manuscrits de thèse de J. Kret [114] et A. Vauthelin [112].

2.2.2 Modélisation d'une cellule de référence

Pour valider le modèle, nous avons décidé de modéliser une structure simple et connue. La cellule sélectionnée est issue des travaux de K. Louarn [103] réalisée au LAAS (Figure 2.3).

Descritpion	Matériaux	Dopage (cm^{-3})	Épaisseur (nm)
Contact Av.	Ti/Pt/Au		
CAR*	SiN_x/SiO_x		
Cap	p-GAaS	$1,5\ 10^{19}$	300
Fenêtre	p-$Al_{0,8}Ga_{0,2}As$	$2\ 10^{18}$	40
Emetteur	p-GaAs	$2\ 10^{18}$	200
Base	n-GaAs	$2\ 10^{17}$	3000
CSA	n-$Al_{0,3}Ga_{0,7}As$	$2\ 10^{18}$	100
Substrat	n-GaAs	$2\ 10^{18}$	$3,5\ 10^{5}$
Contact Ar.	AuGe/Ni/Au		

(a)



(b)

FIGURE 2.3 - *Informations sur la cellule en arséniure de gallium de référence pour valider le modèle : (a) architecture et composition des couches, (b) caractéristique courant-tension (J-V) et réponse spectrale (EQE). Données et figures issues des travaux de K. Louarn [103].*

Les travaux de K. Louarn [103] donnent la caractéristique courant-tension et la réponse spectrale pour une cellule photovoltaïque avec et sans couche anti-reflets (Figure 2.3b, lignes bleue et rouge, respectivement). La particularité de ces résultats est que la cellule sans couche anti-reflets présente de meilleures performances ($\eta = 15,90$ %) que la cellule avec ($\eta = 14,85$ %). Ce résultat est attribué à la dégradation de la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs) oxydée, et traduit par la forte diminution de l'efficacité quantique externe (EQE) pour les longueurs d'onde jusqu'à 700 nm. Afin de modéliser une cellule dont les

propriétés physiques sont le moins dégradées, nous avons choisi de modéliser la cellule sans couche anti-reflets.

Propriétés physiques et modèles

Afin de modéliser la cellule de K. Louarn [103], nous avons établi un premier jeu de paramètres et de modèles des propriétés physiques des couches d'arséniure de gallium et d'arséniure d'aluminium-gallium à 300 K (Tableau 2.3). Les différents paramètres sont principalement issus des données rassemblées par Levinshtein et al. [115, 116].

TABLEAU 2.3 *Propriétés physiques et modèles à 300 K pour :*

(a) GaAs

Prop. phys.	Donnée ou modèle	Réf.
E_g	1,424 eV	[115]
N_c, N_v	Levinshtein et al.	[115]
ε_r	12,9	[115]
χ	4,07 eV	[115]
μ_n, μ_p	Caughey et Thomas	[93]
B_{rad}	7,2 10^{-10} cm^3s^{-1}	[117]
τ_{srh}	0,748 μs	[31]
C	10^{-30} cm^6s^{-1}	[115]
n, k	Palik	[118]

(b) $Al_xGa_{1-x}As$

Prop. phys.	Donnée ou modèle	Réf.
E_g	Levinshtein et al.	[116]
N_c, N_v	Levinshtein et al.	[116]
ε_r	12,9-2,84 x	[116]
χ	Levinshtein et al.	[116]
μ_n, μ_p	Levinshtein et al.	[116]
B_{rad}	1,8 10^{-10} cm^3s^{-1}	[117]
τ_{srh}	0,748 μs	[31]
C	10^{-31} cm^6s^{-1}	[116]
n, k	Adachi	[119]

où N_c et N_v sont les densités effectives d'états dans la bande de conduction et de valence, respectivement, ε_r est la constante diélectrique, χ est l'affinité électronique, μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous, respectivement, B_{rad} est le coefficient de recombinaisons radiatives, τ_{srh} est la durée de vie relative aux recombinaisons Shockley Read Hall (SRH), C est le coefficient de recombinaison Auger, n et k sont les indices de réfraction et d'extinction, respectivement.

Énergie de bande interdite

L'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium (GaAs) à 300 K est largement référencée dans la littérature à environ 1,42 eV [88, 92, 115]. Pour un alliage ternaire comme l'arséniure d'aluminium gallium ($Al_xGa_{1-x}As$), l'énergie de bande interdite peut être déterminée grâce aux paramètres issus des travaux de Leveinshtein et al. [116], qui donnent un gap direct (vallée Γ) jusqu'à une fraction d'aluminium de 0,45, puis un gap indirect au-delà (vallée X). Leveinshtein et al. [116] donnent ainsi deux équations pour le calcul de l'énergie de bande interdite (E_g) à 300 K :

$$x < 0,45, \quad E_g = 1,424 + 1,247x \tag{2.4a}$$

$$x > 0,45, \quad E_g = 1,9 + 0,125x + 0,143x^2 \tag{2.4b}$$

où x est la fraction molaire d'aluminium. L'équation 2.4a montre une dépendance linéaire à la fraction d'aluminium, correspondant à un gap direct et basé sur l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium (GaAs). L'équation 2.4b propose une dépendance quadratique à la composition en aluminium, qui correspond au changement du gap direct à indirect, plus proche des propriétés de l'arséniure d'aluminium (AlAs).

Masses effectives et densités d'états

Les électrons et les trous possèdent une masse effective m_e et m_t, respectivement. Les valeurs issues de la littérature pour l'arséniure de gallium sont :

TABLEAU 2.4 *Masses effectives pour l'arséniure de gallium (GaAs) à 300 K.*

Masse effective	Levinshtein et al. [115]	Blackmore et al. [120]	Piprek et al. [121]
m_e	0,063	0,063	0,067
m_t	0,51	0,50	0,52

Les masses effectives sont données en unité de masse d'un électron au repos, $m_0 = 0,911\ 10^{-30}$ kg

Ces valeurs issues de la littérature sont comparables entre elles, voire identiques. Pour cette première approche de modélisation, les valeurs de Levinshtein et al. [115] sont retenues.

Les densités effectives d'états dans la bande de conduction (N_c) et de valence (N_v) peuvent se calculer pour l'arséniure de gallium à l'équilibre thermodynamique et non dégénéré comme [115,

47] :

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi m_e k_b T}{h^2}\right)^{3/2} \tag{2.5a}$$

$$N_v = 2\left(\frac{2\pi m_t k_b T}{h^2}\right)^{3/2} \tag{2.5b}$$

où m_t et m_e sont la masse effective des trous et des électrons, respectivement, k_b la constante de Boltzmann et h la constante de Planck.

Pour l'arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs), ces densités sont directement données pour une fraction d'aluminium x, par Levinshtein et al. [116] :

$$x < 0,45, \quad N_c = 2,5\ 10^{19}(0,063+0,086x)^{3/2} \tag{2.6a}$$

$$x > 0,45, \quad N_c = 2,5\ 10^{19}(0,85-0,14x)^{3/2} \tag{2.6b}$$

$$N_v = 2,5\ 10^{19}(0,51-0,25x)^{3/2} \tag{2.6c}$$

Affinité électronique

Pour l'arséniure de gallium à 300 K, l'affinité électronique est largement référencée dans la littérature à 4,07 eV [92, 115]. Pour déterminer l'affinité électronique de l'arséniure d'aluminium-gallium pour une fraction d'aluminium x, Levinshtein et al. [116] donnent :

$$x < 0,45, \quad \chi = 4,07-1,1x \tag{2.7a}$$

$$x > 0,45, \quad \chi = 3,64-0,14x \tag{2.7b}$$

Mobilité des porteurs de charges

Les modèles semi-empiriques à faible champ sont largement utilisés pour décrire la mobilité des porteurs, également en fonction de la température, en particulier le modèle dit de Caughey-Thomas [93] :

$$\mu(N,T) = \mu_{min} + \frac{\mu_{max}(300/T)^{\theta_1} - \mu_{min}}{1+(\frac{N}{N_{Ref}(T/300)^{\theta_2}})^{\Phi}} \tag{2.8}$$

où μ_{min} et μ_{max} sont les mobilités limites du semiconducteur, N est la densité de porteurs ionisés (dopants), N_{Ref} est la densité de porteurs ionisés pour laquelle la mobilité correspond à la moyenne entre μ_{min} et μ_{max}. θ_1, θ_2 et Φ sont des coefficients adimentionnés extraits

de mesures. Ces différents paramètres pour l'arséniure de gallium (électrons et trous) et l'arséniure d'aluminium-gallium ($Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, trous uniquement) sont donnés dans les travaux de Sotoodeh et al. [122]. Les limitations de ce modèle sont détaillées dans l'article.

La mobilité des porteurs de charges dans l'arséniure d'aluminium-gallium en fonction de la fraction d'aluminium x est donnée par les équations tirées de Levinshtein et al. [116] :

$$x < 0,45, \quad \mu_n = 8\ 10^3 - 2,2\ 10^4 x + 10^4 x^2 \tag{2.9a}$$

$$x > 0,45, \quad \mu_n = -255 + 1160x - 720x^2 \tag{2.9b}$$

$$\mu_p = 370 - 970x + 740x^2 \tag{2.9c}$$

Grandeurs permettant de quantifier les recombinaisons

Pour l'arséniure de gallium qui est un matériau à gap direct, les recombinaisons radiatives dominent les autres types de recombinaison [31]. Le coefficient de recombinaisons radiatives (noté B_{rad}) est ainsi d'une importance de premier ordre dans la modélisation de ces cellules. Une étude détaillée de ce paramètre en fonction de la température est abordée dans la section 3.3.4. Pour l'arséniure de gallium et l'arséniure d'aluminium-gallium, ces valeurs sont calculées avec l'équation de Varshni [117].

Pour les recombinaisons non radiatives (secondaires), la durée de vie Shockley-Read-Hall (SRH) [123, 124], $\tau_{srh} = 0,748\ \mu s$, est extraite des valeurs expérimentales mesurées par Perl et al. [31]. Le coefficient Auger (noté C) est issu des données de Levinshtein et al. [115, 116]. Les valeurs de ces paramètres sont fournies dans le tableau 2.3.

Propriétés optiques

Les sources des indices optiques de réfraction (n) et d'extinction (k) utilisés dans le modèle sont donnés dans le tableau 2.3. Pour l'arséniure de gallium, les données sont issues des travaux de Palik et al. [118]. Pour l'arséniure d'aluminium-gallium les données sont dépendantes de la fraction d'aluminium et sont calculées avec le modèle d'Adachi [119]. Leurs impacts sont abordés plus en détail dans la section suivante et en fonction de la température dans la section 3.3.3.

Résultat de la modélisation

La première approche de validation du modèle a été la modélisation de la réponse spectrale de la cellule de K. Louarn [103] (Figure 2.3a). Les performances de cette cellule ont été

mesurées dans les conditions standards de test, pour une température de cellule de 25 °C et un éclairement correspondant à celui du spectre AM1,5G.

Réponse spectrale

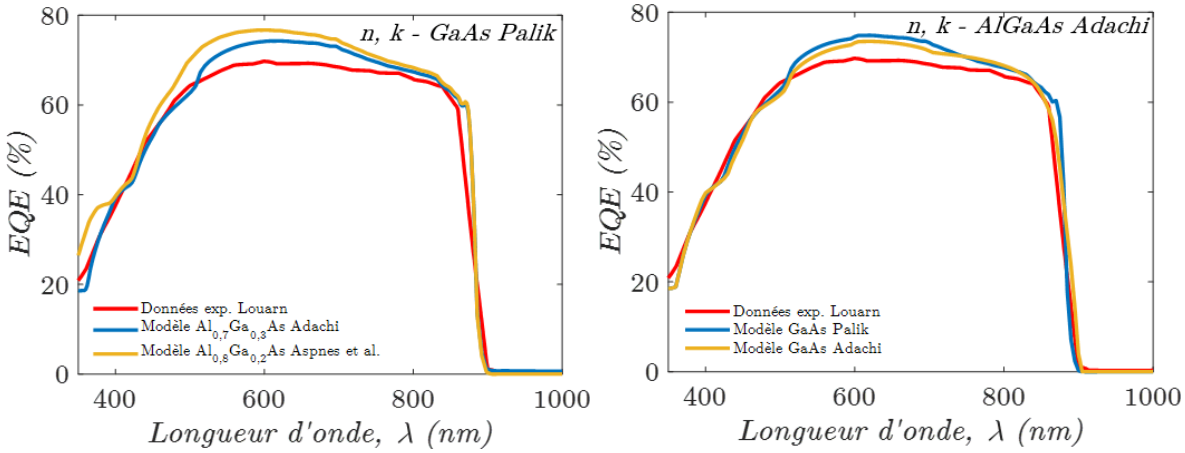


FIGURE 2.4 - *Modélisation de la réponse spectrale de la cellule de K. Louarn [103] (Figure 2.3a) pour différents indices optiques : (a) pour l'arséniure d'aluminium-gallium et (b) pour l'arséniure de gallium. Les données et modèles sont issus des travaux d'Aspnes et al. [125], d'Adachi [119] et Palik [118].*

La figure 2.4a montre les résultats obtenus pour différentes sources de données optiques, pour une fraction d'aluminium (x) comprise entre 0,7 et 0,8. Les données d'Adachi [119] sont issues d'un modèle basé sur les données expérimentales d'Aspnes et al. [125]. On observe que le résultat de modélisation obtenu avec les données issues des travaux d'Adachi [119] est en accord avec les mesures de la réponse spectrale (EQE), en particulier sur la gamme des longueurs d'onde allant jusqu'à 500 nm et au delà de 800 nm.

Une fois les modèles de propriétés optiques de la couche fenêtre choisies, nous avons défini les propriétés optiques de l'arséniure de gallium. La figure 2.4b montre les résultats obtenus pour différentes sources de données optiques issues de la littérature. Le modèle que propose Adachi est basé sur les données d'Aspnes et al. [125] pour une fraction d'aluminium nulle ($x = 0$). Ces mesures sont toutefois limitées à la gamme de longueurs d'onde allant jusqu'à 830 nm, au-delà l'indice d'extinction (k) est nul (chute brutale de la courbe jaune). Il est donc plus pertinent d'utiliser les données de Palik [118] qui offrent une meilleure définition au niveau de l'énergie de bande interdite.

Caractéristique courant-tension

La seconde étape de validation du modèle a été de calculer la caractéristique courant-tension et de la comparer aux résultats expérimentaux de K. Louarn [103] (Figure 2.3b). Le premier résultat de la modélisation de la caractéristique courant-tension (Figure 2.5a) utilise les données présentées dans le tableau 2.3. Il montre un écart d'environ 5 % pour la tension de circuit ouvert (1,03 contre 0,99 V), de même que pour le courant de court-circuit (21,45 contre 20,4 mA/cm^2). Le facteur de forme quant à lui, montre plus de 10 % d'écart avec les données expérimentales (87,89 contre 78,46 %).

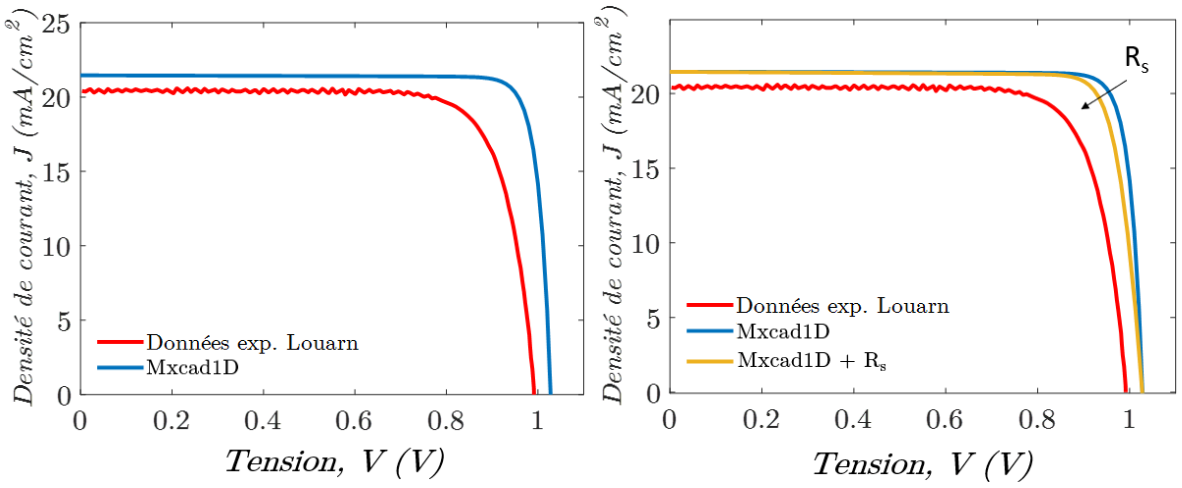


FIGURE 2.5 - *(a) Comparaison entre les résultats du modèle et expérimentaux de la caractéristique courant-tension de la cellule de K. Louarn [103] (Figure 2.3a), (b) avec ajout du modèle de résistance série de Meier et al. [126].*

La différence qui existe entre le modèle et les données expérimentales, en particulier pour le facteur de forme, provient certainement des résistances séries et parallèles qui ne sont pas prises en compte dans le modèle à une dimension. Notre approche consiste alors à ajouter l'impact des résistances séries à l'aide du modèle utilisé par Milovich et al. [98] et issu des

travaux de Meier et al. [126] qui calculent les contributions des résistances séries comme suit :

$$r_{sub} = \rho_{sub}\, e_{sub} \tag{2.10a}$$

$$r_{emett} = \frac{1}{12}\, l^2\, R_{lat} \tag{2.10b}$$

$$r_{bb} = \frac{1}{12}\, a\, n_d^2\, l^2 \frac{\rho_c}{L_{bb} e_c} \tag{2.10c}$$

$$r_d = \frac{1}{3}\, a^2\, l \frac{\rho_c}{L_d e_c} \tag{2.10d}$$

où r_{sub} est la contribution du substrat, r_{emett} est celle de l'émetteur pour le courant latéral, r_{bb} et r_d sont les résistances des busbars et des doigts de la grille métallique, respectivement (Figure 2.6). Les paramètres d'entrée de ces équations sont la longueur de la cellule (a), l'espacement entre les doigts de la grille (l), le nombre de doigts (n_d), la largeur des busbars et des doigts (L_{bb} et L_d, respectivement), l'épaisseur du substrat (e_{sub}), la résistance spécifique de contact et l'épaisseur des contacts (ρ_c et e_c, respectivement).

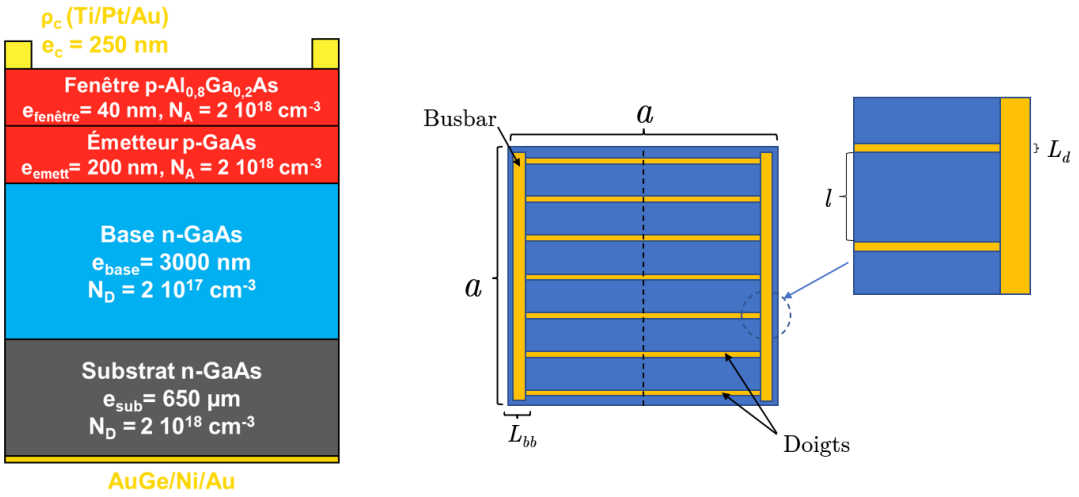


FIGURE 2.6 - *(a) Vue en coupe simplifiée de la cellule de K. Louarn [103]. (b) Vue de dessus de la grille métallique de contact en face avant constituée de deux busbars et de doigts.*

La résistivité du substrat (ρ_{sub}) et la résistance de couche de l'émetteur (R_{lat}) sont donnés par :

$$\rho_{sub} = \frac{1}{q\mu_{maj}N_{sub}} \tag{2.11a}$$

$$R_{lat} = \frac{\rho_{emet}}{e_{emet}} \tag{2.11b}$$

où μ_{maj} est la mobilité des porteurs majoritaires calculée à l'aide du modèle de Caughey-Thomas [93], N_{sub} est le dopage de la couche, q est la charge élémentaire et e_{emett} est l'épaisseur de l'émetteur. La résistance série totale est la somme de l'ensemble des résistances données par les équations 2.10a-d. Les valeurs de ces différents paramètres sont données dans le tableau 2.5.

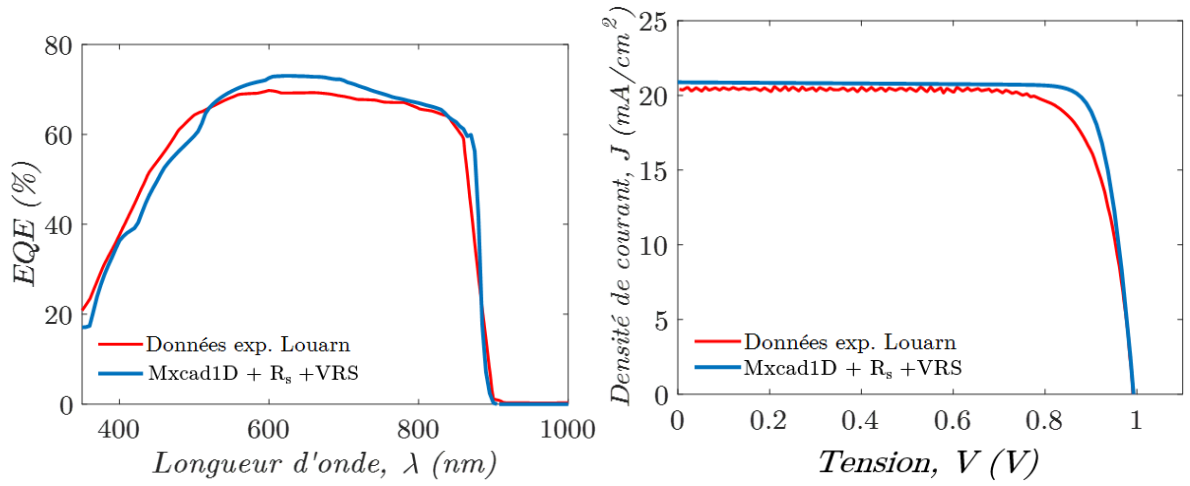
TABLEAU 2.5 *Paramètres d'entrée du modèle pour calculer la contribution de la grille de contact à la résistance série*

Paramètre	Valeur
a	*0,5 cm
L_{bb}	0,01 cm
L_d	*10 μm
ρ_c	*6,3 10^{-5} Ωcm^2
l	*200 μm
e_c	250 nm

$*$ donnée issue du manuscrit de thèse de K. Louarn [103]

La majorité des paramètres sont issus des informations disponibles dans les travaux de K. Louarn [103]. La largeur des busbars est déterminée pour donner une grille de contact en face avant dont la fraction d'ombrage est d'environ 7 % (valeur générique pour une cellule solaire). L'épaisseur des contacts ($e_c = 250\ nm$) est prise pour correspondre à l'épaisseur moyenne des contacts déposés pour des cellules similaires [113]. La résistance série totale calculée R_s vaut 1,55 Ω. On observe que l'ajout des résistances séries (Figure 2.5b, courbe jaune) réduit le facteur de forme de 87,89 à 84,30 %.

Il existe toujours une différence entre le résultat du modèle et les données expérimentales (Figure 2.5b). En particulier pour la tension de circuit ouvert (V_{co}) qui est plus élevée dans le modèle, traduisant des phénomènes de recombinaisons sous-évalués. En effet, la couche fenêtre peut être oxydée [102, 103] et à l'origine de phénomènes de recombinaisons surfaciques qui n'ont pas été pris en considération.



(a) *(b)*

FIGURE 2.7 - *Comparaison des résultats de Mxcad1D aux résultats expérimentaux (a) de la réponse spectrale (EQE) et (b) de la caractéristique courant-tension de la cellule de K. Louarn [103] (Figure 2.3a) pour une vitesse de recombinaison surfacique (VRS) de* $5\ 10^6\ cm/s$.

Afin de modéliser les centres de recombinaisons liés à l'oxydation, un terme de vitesse de recombinaison surfacique (VRS) à été ajouté à l'interface entre la couche fenêtre (AlGaAs) et l'émetteur (GaAs). En effet, la modélisation 1D ne permet pas d'ajouter de conditions de recombinaisons de surface au niveau du contact. De plus, la couche fenêtre est de faible épaisseur (40 nm), ce qui la rend particulièrement difficile à discrétiser et pour que la solution numérique puisse rendre compte des variations spatiales des propriétés liées à l'oxydation. Les figures 2.7a et 2.7b présentent les résultats obtenus pour une vitesse de recombinaison surfacique (VRS) égale à $5\ 10^6\ cm/s$.

La comparaison des différentes figures de mérite, donnée dans le tableau 2.6, montre un bon accord entre le résultat du modèle et les valeurs expérimentales, permettant ainsi de valider le modèle. La modélisation de la cellule de référence de Louarn et al. [103] étant validée, l'étape suivante est de proposer une structure optimisée.

TABLEAU 2.6 *Comparaison des données expérimentales au résultat du modèle avec une vitesse de recombinaisons surfaciques* ($VRS = 5\ 10^6\ cm/s$) *à l'interface entre l'AlGaAs et le GaAs*

Données	V_{co} (V)	J_{cc} (mA/m^2)	FF (%)	η (%)
K. Louarn [103]	0,99	20,4	78,46	15,9
Mxcad1D+R_s+VRS	0,99	20,9	84,86	17,5
Différence relative (%)	0	2,45	7,5	10

2.2.3 Optimisation de la cellule à température ambiante

La comparaison des résultats du modèle aux données expérimentales a permis de valider les propriétés physiques des matériaux à température ambiante, résumés dans le tableau 2.3. Pour cette étude d'optimisation, les recombinaisons surfaciques et les résistances séries liées à la présence des contacts en face avant ne sont pas pris en compte dans un premier temps. L'optimisation de la cellule consiste à faire varier l'épaisseur et le dopage des différentes couches pour le spectre AM1,5G. Par précaution et afin de limiter les impacts liés à l'oxydation de la couche fenêtre, notre choix s'est porté sur une couche d'arséniure d'aluminium-gallium ($Al_{0,4}Ga_{0,6}As$) moins riche en aluminium que la cellule de K. Louarn [103].

Optimisation de l'épaisseur et du dopage

La première couche à être optimisée est la couche fenêtre (Figure 2.8a). On observe que si la couche est trop épaisse (absorption du flux incident) ou trop fine (la couche ne joue plus son rôle de barrière), les performances de la cellule diminuent. L'épaisseur idéale de cette couche se situe entre 20 et 40 nm. Le dopage influe peu sur les performances. Pour un dopage (N_D) de $10^{18}\ cm^{-3}$, notre choix s'est ainsi porté sur une épaisseur de 30 nm.

Pour l'émetteur (Figure 2.8b), les performances de la cellule sont accrues à faible dopage (meilleure mobilité) et forte épaisseur. Cependant un dopage minimum est réalisable avec pour conséquence la nécessité d'une couche plus fine. Avec un dopage de (N_D) de $10^{18}\ cm^{-3}$, l'épaisseur optimale est comprise entre 200 et 400 nm. Ainsi notre choix s'est porté sur une épaisseur de 200 nm comme pour la cellule K. Louarn [103].

Pour la base (Figure 2.8c), les meilleurs performances sont atteintes quand le dopage est le plus faible possible ($N_A \sim 10^{17}\ cm^{-3}$), mais avec une épaisseur qui dépasse 2000 nm pour pouvoir absorber l'ensemble du flux lumineux incident. Avec un faible dopage de la couche n ($N_a = 10^{17}\ cm^{-3}$), notre choix s'est porté sur une épaisseur idéale de 3000 nm.

Pour finir, pour la couche de champ de surface arrière (CSA, figure 2.8d), à condition que son épaisseur soit supérieure à 100 nm, le dopage importe peu et les performances sont équivalentes. Notre choix s'est donc porté sur une épaisseur de 200 nm identique à celle de la cellule des travaux de K. Louarn [103] et un dopage de $10^{18}\ cm^{-3}$.

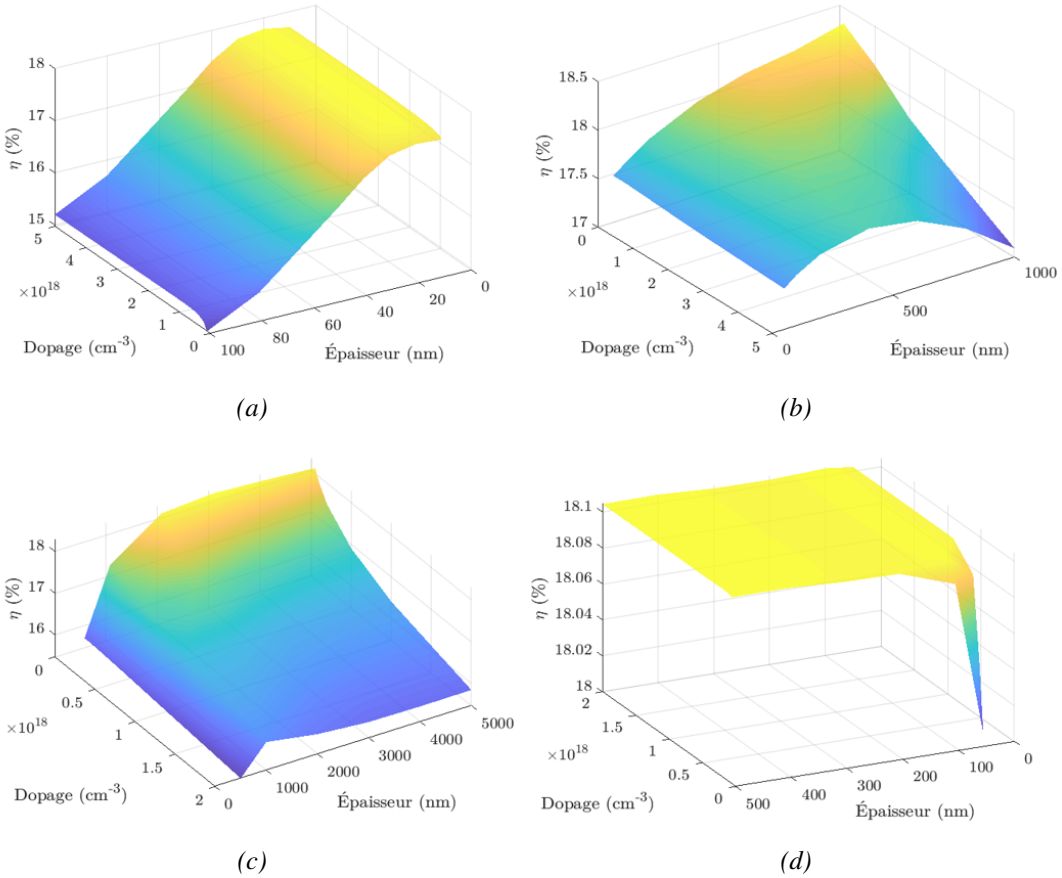


FIGURE 2.8 - *Optimisation de l'épaisseur et du dopage des couches de la cellule : (a) fenêtre en $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$, (b) émetteur, (c) base et (d) CSA en $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$.*

Les optimisations optiques et électriques de la cellule ont permis de gagner 0,6 % d'efficacité (de 17,5 à 18,1 %), soit environ 3,4 % d'efficacité relative par rapport aux résultats de la modélisation de la cellule de K. Louarn [103]. L'étape suivante est de considérer l'ajout d'une couche anti-reflets optimisée afin d'obtenir de meilleures performances.

Optimisation de la couche anti-reflets

La couche anti-reflets réalisable au laboratoire est une couche simple en dioxyde de silicium (SiO_2). Les indices optiques utilisés pour l'optimisation de la couche sont tirés des travaux sur les couches minces de Gao et al. [127]. En faisant varier l'épaisseur de la couche anti-reflets dans le modèle 1D, on obtient une efficacité optimale de 24 % pour une épaisseur de 100 nm (Figure 2.9b), ce qui représente un gain de 5,9 % par rapport à la cellule sans couche anti-reflets (η=18,1 %). Cette épaisseur est identique à celle calculée dans les travaux d'Arora et Hau-

ser [128] d'optimisation d'une couche anti-reflets en dioxyde de silicium pour des cellules en arséniure de gallium. La figure 2.9b montre la diminution de réflectance spectrale qui correspond à l'ajout de la couche anti-reflets optimisée. Le gain est d'environ 66 % de la fraction du flux initialement réfléchi sur l'ensemble de la gamme de longueurs d'onde considérée.

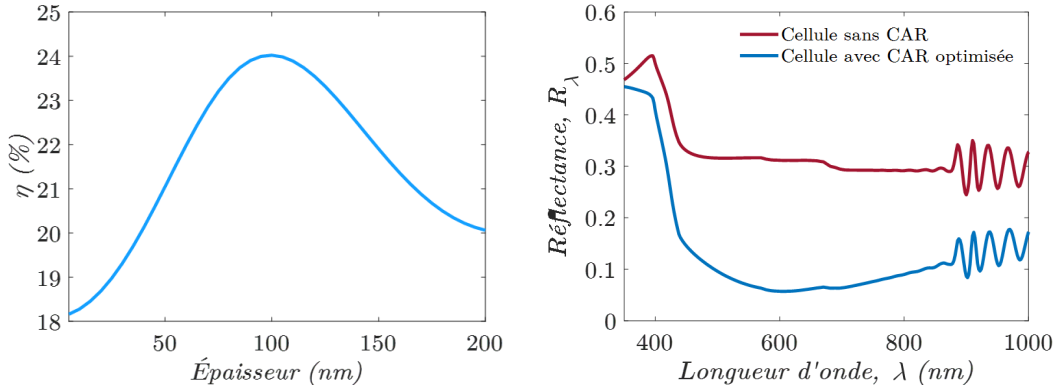


FIGURE 2.9 - *Optimisation de la couche anti-reflets de la cellule : (a) évolution du rendement de la cellule en fonction de l'épaisseur de la couche anti-reflets, (b) réflectance spectrale de la cellule avec et sans la couche anti-reflets optimisée.*

Cellule optimisée à 25 °C

La figure 2.10 présente les différentes couches de la cellule optimisée et les résultats de la simulation de la réponse spectrale et de la caractéristique courant-tension. L'optimisation de l'épaisseur et du dopage des couches de la cellule conduit à un gain de performance (de 17,7 à 18,1 %) et reprend en partie la structure de la cellule de K. Louarn (Figure 2.3a). L'ajout d'une couche anti-reflets permet à la cellule d'atteindre un rendement de 24 %, principalement lié à l'augmentation de la densité de courant de court-circuit (J_{cc}). La prochaine section présente les différentes étapes de fabrication de la cellule et des échantillons spécifiques qui serviront à l'étude du comportement de la cellule sous stress thermique.

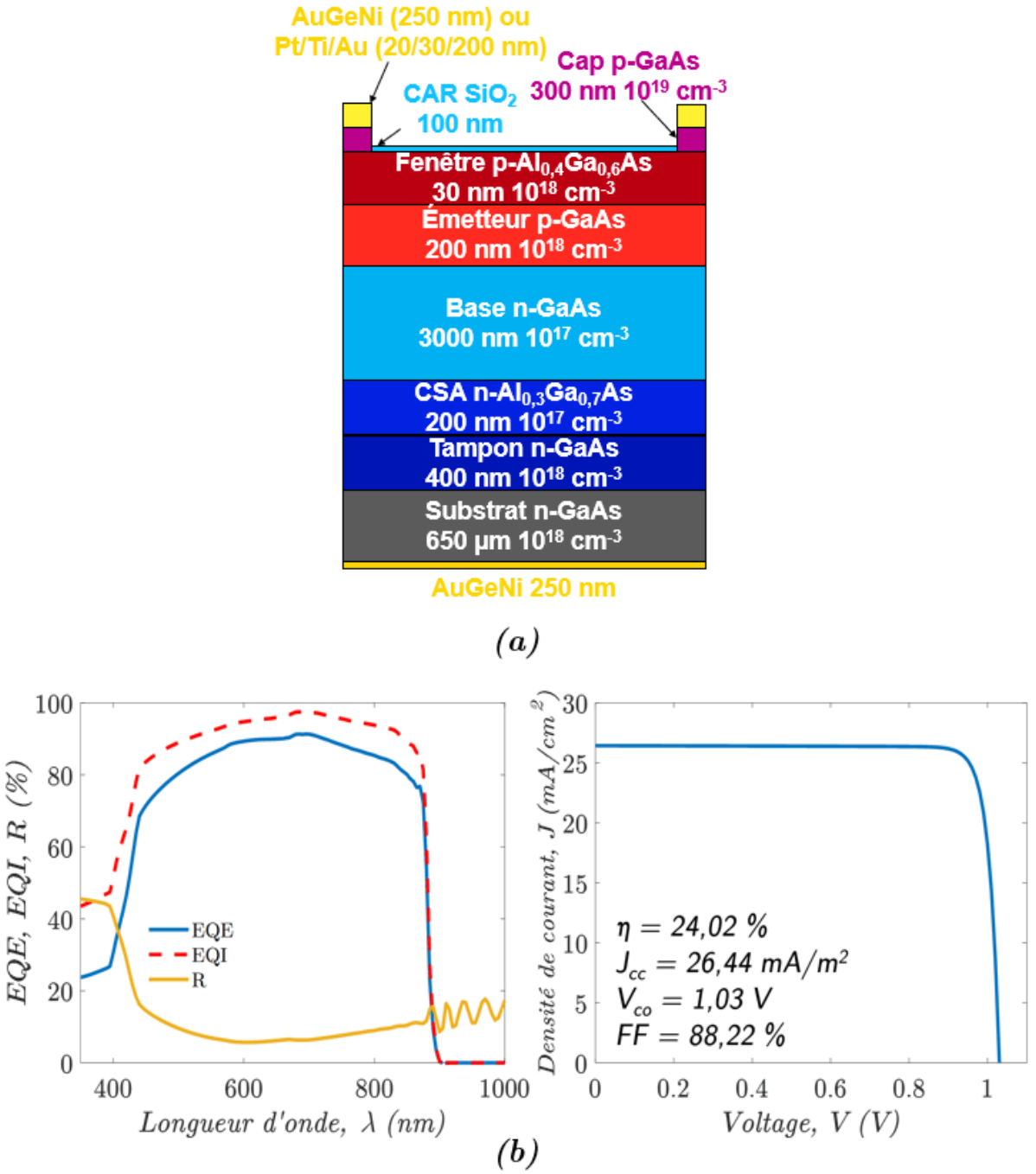


FIGURE 2.10 - *Cellule solaire optimisée à 25 °C : (a) architecture de la cellule optimisée, (b) résultats de la simulation de la réponse spectrale et de la caractéristique courant-tension.*

2.3 Fabrication des cellules et d'échantillons spécifiques

La structure dont le dopage et l'épaisseur de la fenêtre, de l'émetteur, de la base et de la couche CSA ont été optimisés (Figure 2.10), a été réalisée par épitaxie à jets moléculaires (EJM) au LAAS.

Le procédé de fabrication des cellules développé inclut la réalisation d'un masque pour les contacts en face avant avec une phase de photo-lithographie, un dépôt des contacts métalliques par évaporation, la gravure chimique de la couche de cap et le dépôt de couche anti-reflets suivi d'une gravure sur les contacts (Figure2.11). Ces étapes ont été réalisées à l'IES.

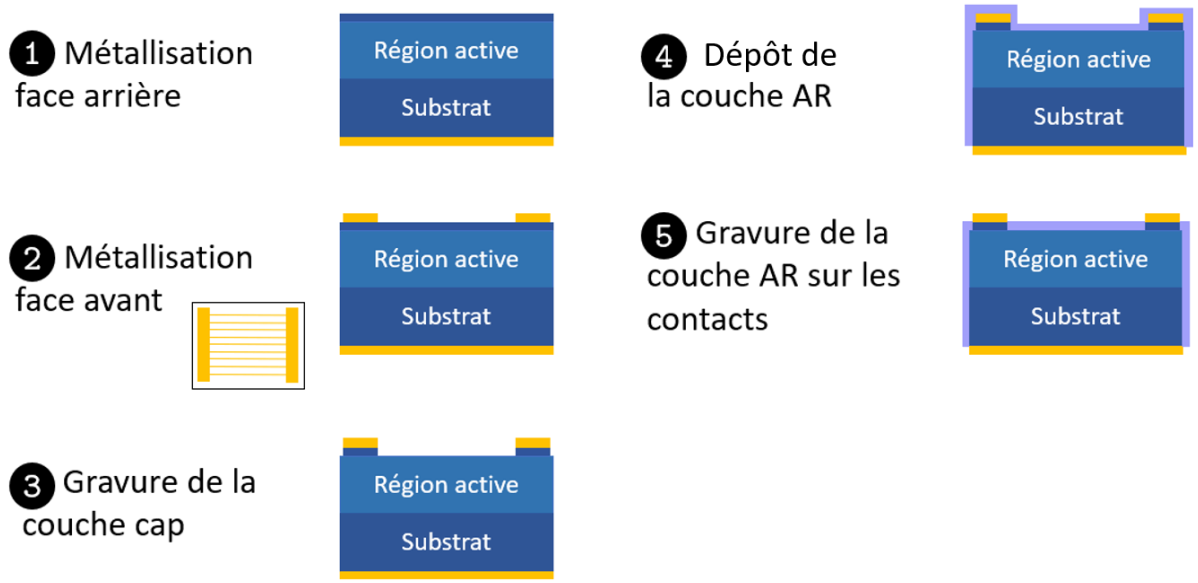


FIGURE 2.11 - *Principales étapes du procédé de fabrication des cellules solaires en arséniure de gallium.*

2.3.1 Contacts

La première étape de fabrication de la cellule est la réalisation des contacts. En face arrière sur le substrat, notre choix s'est porté sur un dépôt en pleine plaque d'un alliage composé d'or, de germanium et de nickel (AuGeNi) d'épaisseur 250 nm. La formation du contact est complétée par une étape de recuit thermique à 350 °C pendant 90 s afin d'améliorer l'ohmicité et réduire la résistance spécifique du contact. Pour la face avant, à l'aide d'un modèle pseudo-3D [113], nous avons optimisé la taille des doigts et leur espacement pour une grille de côté 1 cm (Figure 2.12).

Le modèle pseudo-3D prend en entrée le résultat de la modélisation 1D de la cellule (Figure 2.10). À partir du positionnement des pointes sur la grille de contact (ronds blancs sur le figures 2.10a,b), il calcule la caractéristique courant-tension de la cellule. Les couleurs du bleu au rouge représentent une augmentation des pertes résistives. Plus l'espacement des doigts est grand, plus les surfaces rouges et jaunes (dues aux résistances latérales) augmentent. En contrepartie, réduire l'espace entre les doigts conduit à l'augmentation de la fraction d'ombrage. L'espacement idéal est ainsi compris entre 400 et 800 nm. Notre choix final s'est porté sur un espacement de 550 nm.

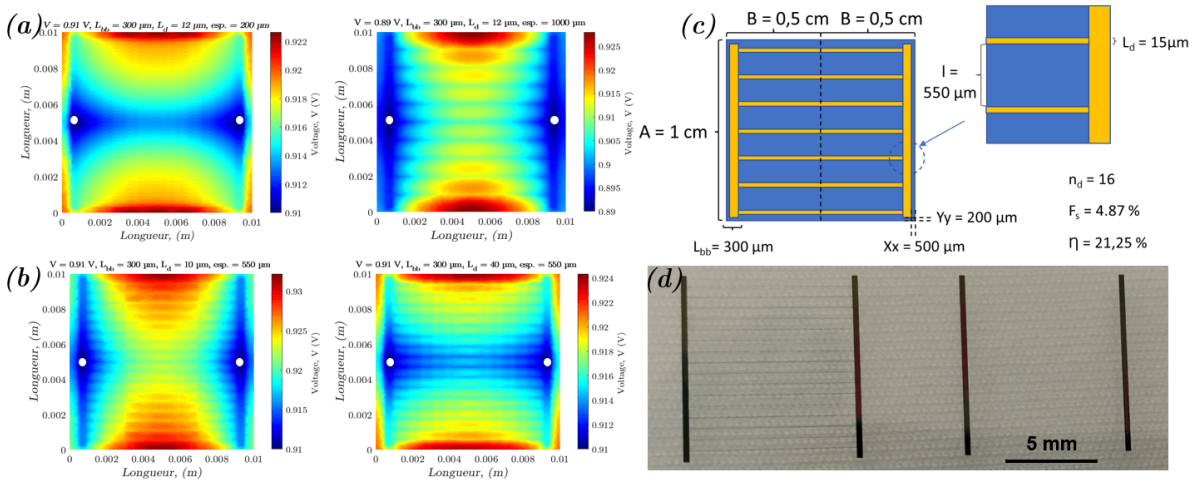


FIGURE 2.12 - *Développement, optimisation et réalisation de la grille de contact en face avant de la cellule. Modélisation de la cellule optimisée avec une grille de contact dont (a) l'espace entre les doigts métalliques (l) est de 200 et 1000µm, à gauche et à droite, respectivement, (b) largeur des doigts métalliques (l_d) est de 10 et 40µm, à gauche et à droite, respectivement. (c) Dimensions de la grille optimisée et (d) masque de la grille (à gauche) et de protection de la surface lors de la gravure de l'oxyde de silicium (SiO_2, à droite).*

Pour la largeur des doigts (Figure 2.12b), plus celle-ci est grande, plus la fraction d'ombrage augmente. En contrepartie plus la largeur est faible plus les pertes résistives augmentent. Le modèle donne une largeur idéale inférieure à 10 μm. Le dépôt d'une métallisation selon un motif particulier nécessite de protéger les surfaces qui ne doivent pas être métallisées. On utilise pour cela une résine photosensible, qui est éliminée par dissolution après le dépôt métallique sur l'ensemble de la surface. Une faible largeur des doigts (<10 μm) complexifie le décollage du dépôt métallique indésirable sans arracher les zones métallisées à conserver. Des doigts d'une largeur de 12 μm sont réalisables [112], cependant des essais de réalisation de tels motifs ont conduit à l'arrachement de certains doigts ou parties de la grille de contact. Nous avons ainsi choisi de réaliser une grille avec une largeur de doigts de 15 μm. Le récapitulatif des

dimensions de la grille de contact est donné par la figure 2.12c. La figure 2.12d présente le masque de la grille de contact réalisé par écriture laser (KLOE Dilase 250).

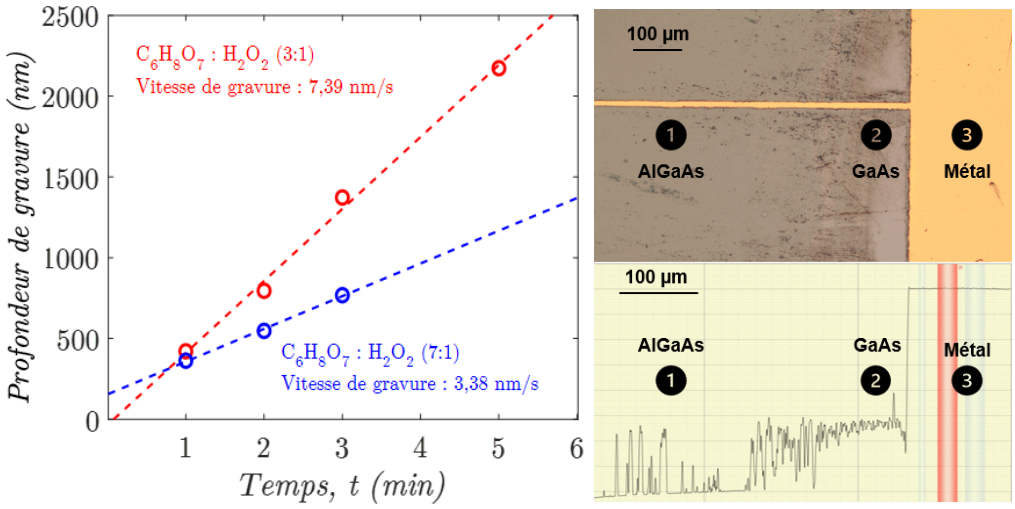
Du point de vue de la modélisation, il est important de noter que le modèle de résistance série de Meier et al. [126] développé dans la section précédente donne un résultat similaire à celui du modèle pseudo-3D (rendement de 21,9 % contre 21,3 % pour le modèle pseudo-3D). Pour la grille retenue (figure 2.12c), la résistance série calculée par ce modèle analytique est de $1,63\ \Omega$.

Il est connu que de l'oxyde natif se développe en surface de l'arséniure de gallium et peut être retiré avec une solution d'acide chlorhydrique et d'eau [129]. Avant dépôt de la métallisation, la surface est désoxydée pendant une minute dans une solution d'acide chlorhydrique et d'eau ($HCl : H_2O$ (1 : 5)). Un premier dépôt de l'alliage d'or, de germanium et de nickel (AuGeNi) de 250 nm a montré des problèmes dus au manque de couche barrière pour prévenir la migration de l'or ainsi qu'une résistivité spécifique de contact (ρ_c) élevée de plusieurs ordres de grandeur (10^{-4} cm^{-3}) en comparaison avec la littérature (environ 10^{-6} cm^{-3} [95]). Ce constat nous a mené à la réalisation de contacts constitués d'une succession de couches de platine pour l'accroche, de titane comme couche barrière et d'or (20/30/200 nm). Le dépôt est suivi d'un recuit thermique de 60 s à 250 °C afin d'améliorer l'ohmicité et réduire la résistance spécifique du contact. L'étude des contacts en fonction de la température est proposée dans la section 3.3.2.

2.3.2 Gravure humide de la couche cap

Une fois les contacts déposés sur un échantillon de surface 1 cm^2, découpé à l'aide d'une pointe de diamant, s'ensuit la gravure de la couche cap. La gravure humide de l'arséniure de gallium peut être réalisée avec une solution d'acide citrique ($C_2H_8O_5$) et de péroxyde d'hydrogène (H_2O_2) [103]. Cette solution présente l'avantage de graver sélectivement l'arséniure de gallium (GaAs) et non l'arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs) en particulier pour un ratio $C_2H_8O_5 : H_2O_2$ inférieur à 10 [130].

Nous avons étudié la gravure de l'arséniure de gallium par une solution d'acide citrique et de péroxyde d'oxygène sur des chutes de substrats en arséniure de gallium non-intentionnellement dopé (NID) et sur des échantillons de la couche cap des cellules (Figure 2.13). La température de la solution est de 17 °C. Les vitesses de gravures sont calculées à partir de mesures réalisées avec un profilomètre Dektak. Les vitesses obtenues sont de 7,39 et 3,38 nm/s pour des ratios $C_2H_8O_5 : H_2O_2$ de 3 : 1 et 7 : 1, respectivement. La sélectivité de la gravure est visible sur la figure 2.13b avec un arrêt de la gravure au niveau de la couche d'arséniure d'aluminium-gallium.



(a) *(b)*

FIGURE 2.13 - *Gravure de l'arséniure de gallium à l'aide d'une solution d'acide citrique et de péroxyde d'hydrogène à 17 °C. (a) Résultat de gravure pour différents ratios d'acide citrique et de péroxyde d'hydrogène et mesurés avec un profilomètre Dektak et (b) gravure de la couche cap observée au microscope avec le profil de gravure correspondant.*

2.3.3 Dépôt et gravure de la couche anti-reflets

Le dépôt de 100 nm de dioxyde de silicium (SiO_2) est réalisé par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma. Une fois ce dépôt réalisé sur l'ensemble de la surface, le dioxyde de silicium (SiO_2) est retiré sur les contacts à l'aide du masque des busbars (à droite figure 2.12d) et d'une gravure plasma (avec l'instrument dénomé PCI Corial 200IL). On réalise la gravure sèche dans un plasma fluoré (CHF_3) avant une dernière étape de gravure dans un plasma d'oxygène afin de retirer la résine résiduelle en surface de la cellule. La cellule finie est présentée par la figure 2.14.

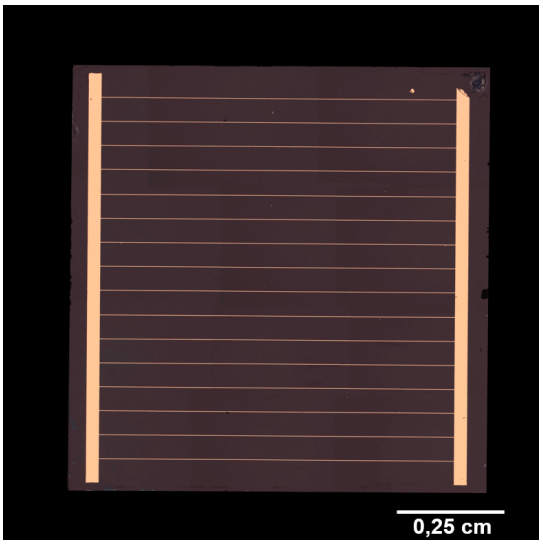


FIGURE 2.14 - *Photographie de la cellule solaire en arséniure de gallium (GaAs) après l'ensemble des procédés de fabrication.*

2.3.4 Échantillons spécifiques

Tout comme pour la grille de contact, un masque a été réalisé par écriture laser (instrument dénommé KLOE Dilase 250) pour la fabrication d'échantillons spécifiques. Deux masques sont dédiés à la réalisation des échantillons pour la mesure de mobilité par effet Hall. Ils se composent chacun de quatre carrés ou triangles (à gauche et à droite sur la figure 2.15). Les carrés et triangles ont des côtés de longueur 0,7 mm. Ils sont espacés entre eux de 5,6 mm et forment un motif carré de côté égal à 7 mm.

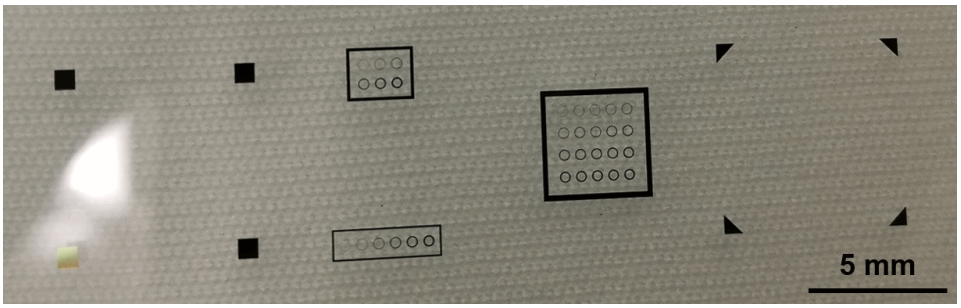


FIGURE 2.15 - *Masque pour la réalisation d'échantillons spécifiques à la mesure de mobilité par effet Hall et de résistivité spécifique de contact (ρ_c).*

Les trois autres structures sur la figure 2.15, correspondent à des échantillons pour la mesure de résistivité spécifique de contact par la méthode de longueur de transfert circulaire (MLTC). Les deux structures avec 6 anneaux présentent des dimensions identiques : 10, 15, 20, 30, 40 et

50 μm de largeur avec un diamètre extérieur de 400 μm. La structure de 20 anneaux conserve le même diamètre extérieur, avec une largeur allant de 8 à 46 μm par pas de 2 μm. Les méthodes de dépôts métalliques sont identiques à celles présentées dans les sections précédentes.

2.4 Caractérisation des cellules et de leurs composants

La caractérisation des cellules solaires permet d'identifier les principaux contributeurs aux pertes d'efficacité, soit en termes de conception, de procédé de fabrication, ou encore de qualité des matériaux épitaxiés. Les principales méthodes de caractérisations des cellules sont évoquées dans le chapitre précédent. Afin de disposer des paramètres physiques requis pour la modélisation et les simulations, des mesures ont été réalisées. Elles se composent de mesures d'ellipsométrie pour déterminer les propriétés optiques de l'arséniure de gallium et de l'arséniure d'aluminium-gallium ainsi que de mesures de mobilité par effet Hall et de résistivité spécifique de contact par la méthode des longueurs de transfert circulaire.

2.4.1 Mesures de l'EQE

Le dispositif de mesure de la réponse spectrale est constitué d'une lampe Xenon et d'un monochromateur Oriel Cornerston 130 1/8m balayant les longueurs d'onde de 200 à 2500 nm (Figure 2.16a). Le faisceau passe par une roue à filtres puis un hacheur avant d'être focalisé sur la cellule. Des photodétecteurs de référence à base de silicium ($\lambda_{E_g} = 1117$ *nm* à 300 K) et de germanium ($\lambda_{E_g} = 1878$ *nm* à 300 K) servent à calibrer le dispositif sur les gammes de longueur d'onde de 250 à 1100 nm et de 800 à 1800 nm, respectivement.

Une platine chauffante à température contrôlée de Linkam Scientific Instruments (HFS-350EV-PB4) assure le maintien de la température de la cellule à 25 °C. Les mesures ont été effectuées sans la fenêtre du système de chauffe Linkam pour éviter d'éventuelles erreurs provenant de la détermination de la transmittance optique de la fenêtre. Bien que la fenêtre n'ait pas été utilisée et que la cellule soit donc soumise à la convection, la température est restée très stable (fluctuations inférieures à 0,1 °C) pour chaque température considérée dans la suite du manuscrit.

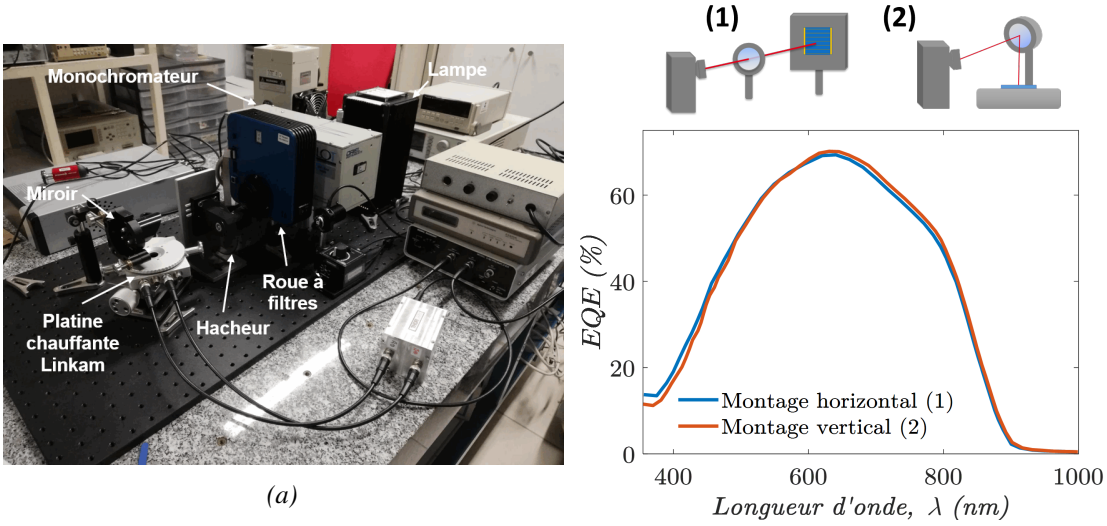


FIGURE 2.16 - *(a) Montage permettant la mesure de la réponse spectrale. (b) Comparaison de la réponse spectrale d'une cellule de référence en silicium dans une configuration (1) horizontale avec une lentille et (2) verticale avec un miroir. Intégration de la platine chauffante Linkam dans le système de mesure de la réponse spectrale.*

Le montage conventionnel utilise une lentille afin de faire converger le faisceau sur la cellule (Figure 2.16b (1)). Cependant, l'intégration du système de chauffe Linkam nécessite que le faisceau soit redirigé verticalement (Figure 2.16b (2)). Pour dévier le faisceau, on utilise alors un miroir parabolique en aluminium (50329AL [131]). La mesure de la réponse spectrale d'une cellule de référence montre que dans les deux configurations les résultats sont presque identiques (Figure 2.16b).

2.4.2 Mesures de la caractéristique courant-tension

Les caractéristiques courant-tension (I-V) des cellules solaires sont mesurées avec un sourcemètre (dénommé Keithley 2400) dans un montage standard à quatre pointes. Les cellules solaires sont testées avec un simulateur solaire (Newport ORIEL Sol 3A) équipé d'un filtre destiné à obtenir un spectre d'illumination proche du spectre solaire AM1,5G. La platine de contrôle de la température Linkam assure le maintien de la température de la cellule à 25 °C. Le montage final avec la platine intégrée est présenté sur la figure 2.17.

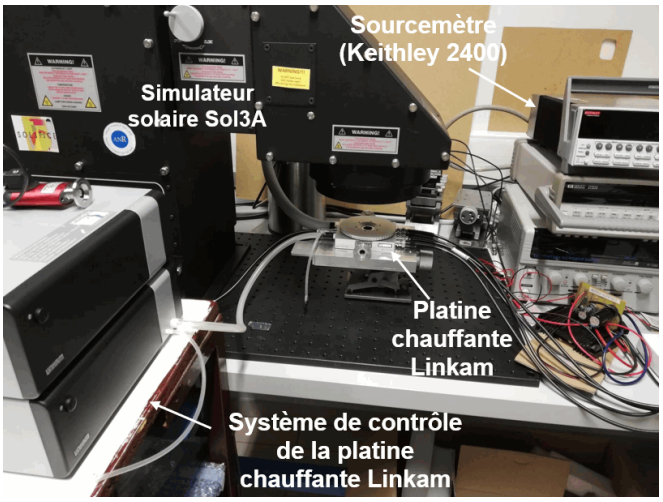


FIGURE 2.17 - *Intégration du système de chauffe Linkam dans le système de mesure de la caractéristique de courant-tension des cellules solaires sous simulateur solaire Sol3A.*

La puissance du simulateur solaire est réglée pour obtenir une densité de courant délivrée par la cellule qui correspond à la valeur extraite des mesures de réponse spectrale :

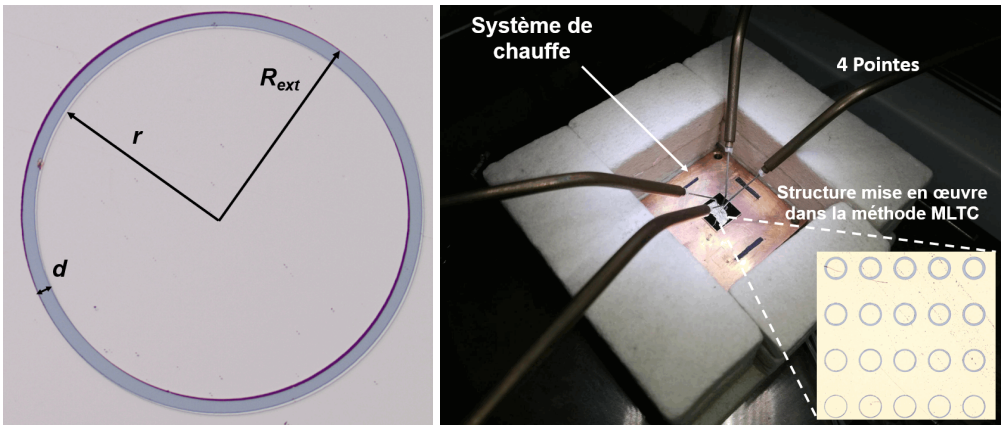
$$J_{cc}(AM1,5G)(\lambda,T) = \int_0^{\infty} EQE(\lambda,T)E_{\lambda}(AM1,5G)d\lambda \tag{2.12}$$

où E_{λ} est la densité de puissance spectrale du spectre AM1,5G en Wm^2nm^{-1} et λ est la longueur d'onde en nm.

2.4.3 Mesures de résistivité spécifique de contact

Echantillons et mesures

L'étude des contacts peut être réalisée en mettant en œuvre la méthode des longueurs de transfert (MLT) et circulaire (MLTC) [94, 132, 133, 134]. Les structures mises en œuvre dans la méthode des longueurs de transfert sont réalisées à l'aide de plusieurs contacts métalliques alignés et espacés d'une longueur variable. La résistivité spécifique de contact (ρ_c), la résistance de couche du semiconducteur (R_{lat}) et la longueur de transfert (L_T) peuvent alors être déterminées par une relation linéaire entre la résistance et l'espacement des contacts. Malheureusement, les mesures réalisées avec cette méthode sont affectées par l'existence de lignes de courant non linéaires [112, 134]. Pour éliminer ce problème, des structures circulaires sont utilisées (Figure 2.18).



(a) *(b)*

FIGURE 2.18 - *(a) Anneau d'une structure mise en œuvre dans la méthode MLTC, (b) système de mesure avec quatre pointes utilisé pour la mesure de résistance des anneaux correspondant au masque MLTC présenté sur la figure 2.15.*

La longueur de transfert L_T correspond à la distance parcourue par les charges sous le contact avant que leur collecte n'ait entrainé une diminution de la tension d'un facteur $1/e$. Dans le cas où le rayon intérieur (r de 192 à 154 μm pour nos échantillons) est supérieur à quatre fois la longueur de transfert (L_T, généralement de l'ordre du micron) la résistance totale (R_T) s'exprime [94] :

$$R_T = \frac{R_{lat}}{2\pi}\left[\frac{L_T}{r} + \frac{L_T}{r+d} + ln\left(1+\frac{d}{r}\right)\right] \tag{2.13a}$$

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{lat}}} \tag{2.13b}$$

où d est la largeur de l'anneau, ρ_c est la résistivité spécifique de contact et R_{lat} est la résistance de la couche traversée par les porteurs. Les valeurs des mesures de la résistance totale en fonction de l'espacement des contacts sont non-linéaires (Équation 2.13a). Généralement, l'extraction de la valeur des paramètres physiques (ρ_c, L_T, R_{lat}) s'effectue à l'aide d'un facteur correctif de la non-linéarité des mesures [94, 134].

Nous proposons ainsi une approche originale basée sur la méthode des moindres carrés pour résoudre l'expression non-linéaire de la résistance totale (R_T) (Équation 2.13a). Nous proposons également d'étendre cette méthode pour inclure la propagation de l'incertitude de mesure en utilisant une méthode de Monte Carlo [135].

Résolution non-linéaire et propagation de l'incertitude

L'expression non-linéaire de la résistance totale (Équation 2.13a) peut être ajustée par rapport aux données expérimentales par la méthode des moindres carrés [136]. Cette méthode permet d'extraire les paramètres inconnus de l'équation 2.13a (R_{lat} et L_T). Avec l'équation 2.13b on peut alors calculer la résistivité spécifique de contact (ρ_c). Les mesures de résistance totale (R_T) ont été effectuées pour chaque anneau en utilisant une mesure avec quatre pointes et un système de chauffage et de contrôle de la température développé et étalonné en interne (détails fournis dans la section 3.1.1). Nous distinguons deux types d'incertitudes : celles issues de mesures et celles issues de grandeurs calculées.

Incertitudes sur les grandeurs calculées

Dans le cas général d'une grandeur (G) calculée à partir d'une expression, comme pour la résistivité spécifique de contact (Équation 2.13b), son incertitude type ($u(G)$) qui correspond à un intervalle de plus ou moins l'écart type (intervalle de confiance à 68 %) est obtenue par [137] :

$$u(G) = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial G}{\partial y_i} \cdot u(y_i) \right)^2} \tag{2.14}$$

où $u(y_i)$ est l'incertitude type associée à chaque terme y_i de l'expression de la grandeur G. Il est à noter que l'incertitude élargie $U(G)$ correspond à un facteur d'élargissement qui égal à deux fois l'écart-type et qui donne un intervalle de confiance à 95 %.

Incertitudes issues des mesures

La valeur du rayon interne (r) et de la largeur de l'anneau (d) ont été mesurées par microscopie optique. Leurs incertitudes respectives ont été obtenue de la fiche d'étalonnage du microscope optique. Ces incertitudes sont comprises entre $0,03$ et $0,16$ μm en fonction de la mesure et du grossissement utilisé.

L'incertitude élargie de chaque mesure de la résistance électrique totale ($U(R_T)$) a été calculée à l'aide de la fiche technique d'étalonnage du multimètre Keithley utilisé pour les mesures de résistance (2450 SourceMeter® USM Instrument [138]). Elle varie entre $10,4$ et 11,4 mΩ en fonction de la valeur de la mesure et du calibre utilisé.

L'incertitude sur la mesure de la température (de $\pm$1,2 °C à 25 °C à $\pm$4,9 °C à 200 °C) a été déduite de l'étalonnage du thermocouple utilisé pour les mesures de température (Section 3.1.1).

Propagation des incertitudes

Le principe de la méthode de Monte Carlo est de réaliser la résolution de l'équation 2.13a en prenant aléatoirement de multiples valeurs pour la largeur de l'anneau (d) et la résistance totale (R_T), dans l'intervalle de confiance élargi à 95 % correspondant à chaque mesure ($d \pm U(d)$ et $R_T \pm U(R_T)$). Le tirage aléatoire utilise la fonction de génération de nombres aléatoires uniformément distribués « rand » de Matlab.

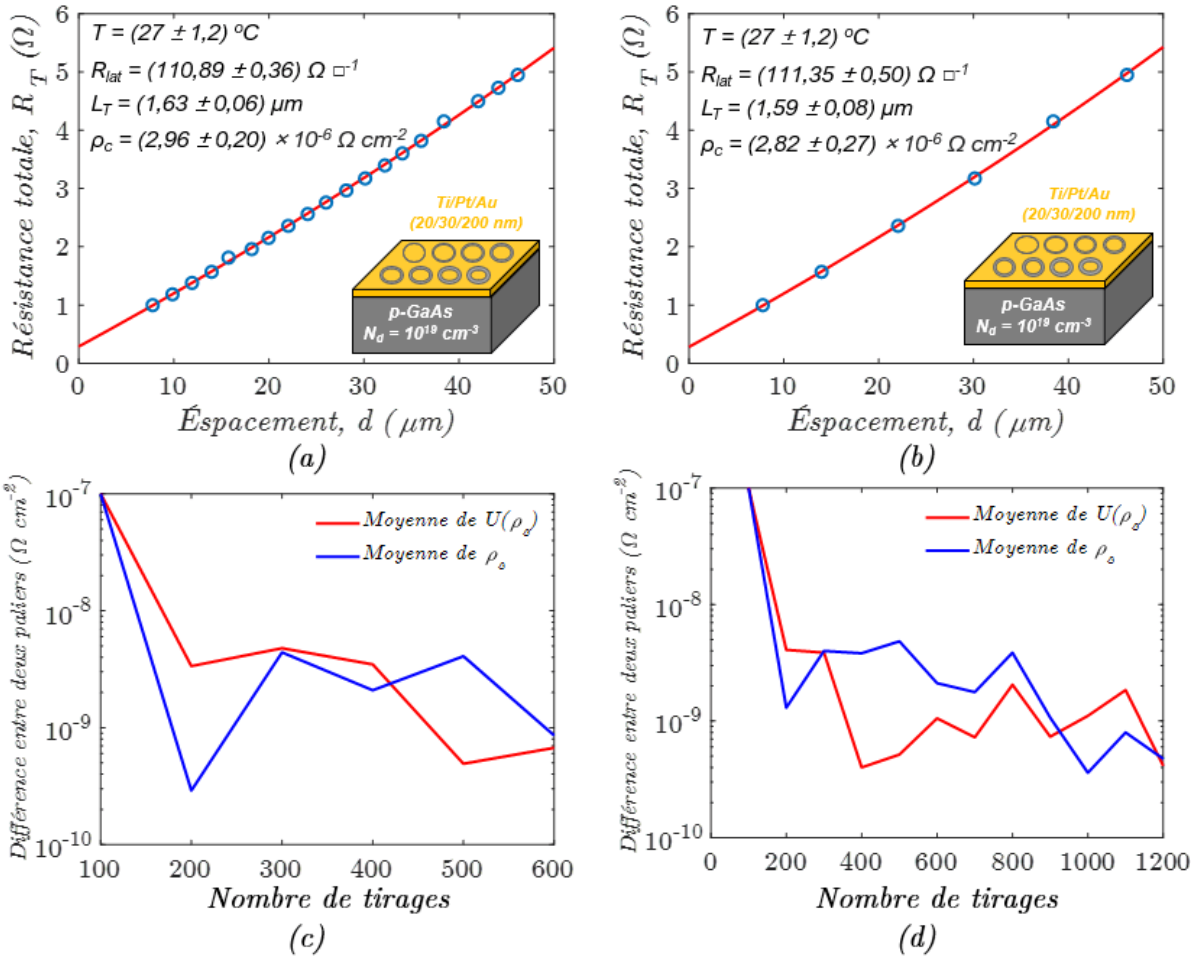


FIGURE 2.19 - *Résultat de l'extraction des paramètres de l'équation 2.13a non linéaire (ligne rouge) pour (a) 19 anneaux et (b) 6 anneaux. L'incertitude sur les mesures expérimentales (ronds) est trop petite pour être représentée sur les figures ($U(d) \leq 0,16$ µm et $U(R_T) \leq 12$ mΩ). (c) et (d) variation de la valeur moyenne de la résistance spécifique de contact et de son incertitude élargie en fonction du nombre de tirage correspondant à la configuration (a) et (b), respectivement.*

À chaque tirage, la résolution du problème d'ajustement entre les données expérimentales de la résistance totale (R_T) et l'équation non linéaire 2.13a, par la méthode des moindres carrés (fonction « lscurvefit » de Matlab), permet d'extraire une valeur de la longueur de transfert

(L_T) et de la résistance latérale (R_{lat}). Chaque paire de valeurs extraites est ensuite utilisée pour calculer une valeur de résistance spécifique de contact (Équation 2.13b).

Les incertitudes élargies de la longueur de transfert ($U(L_T)$) et de la résistance latérale ($U(R_{lat})$) sont calculées par palier de cent tirages. Elles correspondent, pour chaque paramètre, à deux fois l'écart type de l'ensemble des valeurs extraites. L'incertitude élargie de la résistance spécifique de contact ($U(\rho_c)$) est alors calculée à l'aide des équations 2.14 et 2.13b. L'opération est répétée jusqu'à ce que la variation de la valeur moyenne de la résistance spécifique de contact et de son incertitude type entre le palier N et $N-1$, soit inférieure à la valeur seuil du nombre de chiffres significatifs (10^{-9} Ω cm^2, figures 2.19c,d).

Les résultats de l'extraction de la résistance latérale (R_{lat}), de la longueur de transfert (L_T) et de la résistance spécifique de contact (ρ_c) à 27 °C, et la propagation des incertitudes de mesure par une méthode de Monte Carlo, sont présentés sur la figure 2.19. Le premier résultat (Figure 2.19a) considère la résistance mesurée pour chacun des dix-neuf anneaux (un des vingts anneaux n'étant pas fonctionnel). Le second (Figure 2.19b) ne considère que six anneaux.

On observe que les résultats obtenus pour l'ensemble des anneaux ou seulement pour six sont semblables. Le nombre de tirages nécessaire à ce que la différence entre un palier N et $N-1$, soit inférieure à la valeur seuil du nombre de chiffres significatifs (10^{-9} Ω cm^2) augmente lorsque le nombre d'anneaux diminue. De même, l'incertitude extraite est plus élevée lorsque le nombre d'anneaux est réduit.

2.4.4 Mesures de la mobilité par effet hall

La figure 2.20a illustre le principe de la mesure de la mobilité par effet Hall. En appliquant un champ magnétique (B) à un semiconducteur dans lequel un courant (I) circule, les porteurs de charge subissent une force orthogonale à la direction du champ magnétique. Les charges réparties de part et d'autre du semiconducteur donnent naissance à une tension et le champ électrique (E) qui en résulte compense le champ magnétique. Ce qui s'exprime par une force de Lorentz :

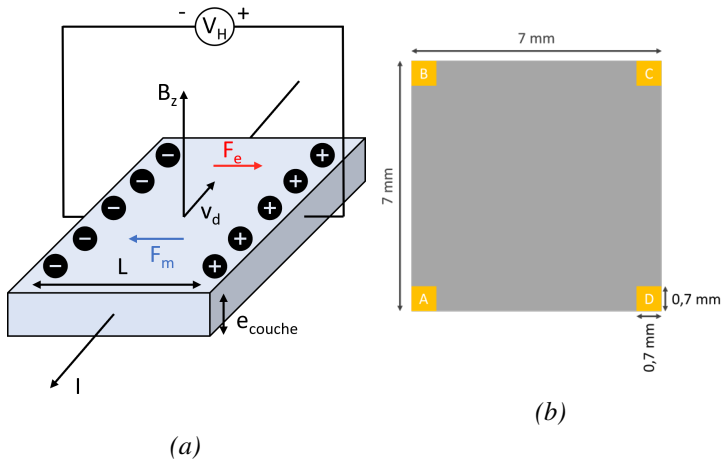
$$\overrightarrow{F} = q(\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v_d} \times \overrightarrow{B}) \tag{2.15}$$

où $\overrightarrow{v_d}$ est la vitesse de dérive des porteurs de charge. La tension de Hall (V_H) qui résulte de la présence des forces électriques (F_e) et magnétiques (F_m), peut s'exprimer en fonction du

courant (I), du champ magnétique (B) et de la concentration de porteurs (n) comme :

$$V_H = \frac{IB}{qne_{couche}} \tag{2.16}$$

où q est la charge élémentaire et e_{couche} est l'épaisseur de l'échantillon. Les échantillons sont généralement composés d'une couche mince à caractériser ($e_{couche} \sim 1$ µm pour nos échantillons), déposée sur un substrat semi-isolant (en arséniure de gallium non-intentionnellement dopé) de telle sorte que seule la couche mince conductrice soit caractérisée.



(a) *(b)*

FIGURE 2.20 - *(a) Schéma d'illustration de l'effet Hall tiré des travaux de Chen et al. [139] et (b) contacts utilisés dans la méthode de van der Pauw de mesure de la mobilité de la concentration des échantillons par effet Hall.*

La figure 2.20b présente les échantillons utilisés pour nos mesures. Pour un courant connu appliqué entre deux des contacts on mesure la tension résultante avec et sans la présence du champ magnétique. À partir de ces mesures, la résistivité (ρ), le dopage (N) et la mobilité des porteurs majoritaires (μ) sont obtenus par la méthode fournie dans les travaux de Schroder [94].

Dans les premiers temps de la thèse, la majorité des mesures d'effet Hall ont été réalisées à l'aide d'échantillons de dimensions fournies sur la figure 2.20b et du système de mesure d'effet Hall Ecopia-HMS (HMS-5500) de la centrale de technologie en micro et nanoélectronique (CTM, Montpellier). Ce système se compose d'un aimant permanent de 0,51±0,3 Tesla et d'un chauffage intégré permettant la mesure d'effet Hall en fonction de la température sur la plage allant de -193,15 à 300 °C. Ces mesures ont ensuite étés complétées par celles réalisées au laboratoire Charles Couloumb (L2C) à Montpellier.

2.4.5 Mesures des propriétés optiques par ellipsométrie

L'ellipsométrie est une technique basée sur les changements d'état de polarisation de la lumière après réflexion sur un échantillon. Elle permet d'extraire les propriétés optiques des matériaux étudiés sous deux formes usuelles : l'indice de réfraction complexe ($N = n - ik$) et la fonction diélectrique complexe ($\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$). Ces quatre grandeurs physiques sont reliées par [140, 141] :

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \tag{2.17a}$$

$$\varepsilon_2 = 2nk \tag{2.17b}$$

D'autre part, les indices de réfraction (n) et d'extinction (k) s'expriment en fonction des parties réelles et imaginaires de la constante diélectrique suivant :

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1}{2}} \tag{2.18a}$$

$$k = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1}{2}} \tag{2.18b}$$

Chacun de ces termes varie en fonction de la longueur d'onde. Pour finir le coefficient d'absorption du matériaux est reliée au coefficient d'extinction (k) par :

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \tag{2.19}$$

L'institut Pprime de Poitiers dispose de deux dispositifs de mesure par ellipsométrie : un dispositif de la marque Woollam M2000XI pour la caractérisation dans l'ultraviolet (UV), le visible et le proche infrarouge (211 à 1700 nm) et un dispositif de la marque Woollam Vase-IR Mark II pour l'infrarouge lointain (1,7 à 40 μ m). Dans ces dispositifs, la température de l'échantillon est contrôlée à l'aide d'une platine de chauffe Linkam (-70 à 600 °C), pour l'ellipsomètre opérant dans l'ultraviolet jusqu'au proche infrarouge, et d'un cryostat (77 à 500 K) pour l'ellipsomètre opérant dans l'infrarouge lointain.

Le principe de fonctionnement de la méthode d'ellipsométrie est fourni dans les travaux de Fujiwara et al. [140]. Les résultats et leurs analyses en fonction de la température seront présentés dans le chapitre suivant.

2.4.6 Mesures de photoluminescence

Des caractérisations par photoluminescence (PL) et photoluminescence résolue en temps (PLRT) ont été réalisées par l'université de Lleida en Espagne.

La photoluminescence (PL) est une technique de caractérisation utilisée dans le domaine des semiconducteurs pour identifier les défauts qui impactent la qualité et les performances des systèmes. Le principe de fonctionnement de la photoluminescence repose sur l'excitation d'électrons par une source lumineuse continue (généralement un laser), dont l'énergie des photons est supérieure à l'énergie du gap du matériau. Lorsqu'un électron excité retourne à son état d'origine, il peut émettre une onde électromagnétique (recombinaison radiative). L'énergie du rayonnement émis est égale à la différence entre sont énergie à l'état excité et à son état initial. Ce spectre d'émission est appelé spectre de photoluminescence (PL). Le flux de photons émis suite à l'excitation par la source lumineuse (ϕ_{PL}) est généralement exprimé en unité arbitraire en fonction de la longueur d'onde.

On comprend alors qu'il existe une relation entre l'absorptance spectrale du matériau ($A(\hbar\omega, T)$) et le spectre de photoluminescence. Le spectre de photoluminescence peut alors être utilisé pour calculer le coefficient d'absorption là où la résolution de l'ellipsométrie est limitée [142, 143]. Les mesures de photoluminescence en fonction de la température ont été réalisées avec un système de la marque PicoQuant [144] ainsi qu'un laser de longueur d'onde (λ) de 502 nm.

Des spectres de photoluminescence résolus en temps (PLRT) peuvent être obtenus lorsque le signal de luminescence est mesuré avec une impulsion lumineuse. Les électrons sont excités par la source lumineuse, avant que celle-ci ne soit arrêtée. Sans source d'excitation, le nombre d'électrons qui se recombinent diminue avec le temps. La diminution du signal de photoluminescence résolue en temps peut être modélisée à partir d'une somme d'exponentielles [145] :

$$I(t,T) = \sum_{i=1}^{n} A_i e^{\frac{-t}{\tau_i}} \tag{2.20}$$

où les A_i sont des constantes et les τ_i sont les temps caractéristiques de décroissance, généralement en ns. Ces temps caractéristiques sont considérés comme représentatifs des différentes durées de vie propres aux différents mécanismes de recombinaisons des porteurs au sein du matériau [31].

Les différents résultats et analyses des mesures par l'ensemble des différents systèmes de caractérisation en fonction de la température sont reportés dans le chapitre suivant.

2.5 Conclusions

Véhicule de test optimisé à 25 °C

- L'analyse d'un état de l'art des cellules en arséniure de gallium testées à 25 °C a permis de définir l'architecture conventionnelle des cellules en arséniure de gallium testées à cette température : cellule de type n avec une bicouche antireflets (ZnS/MgF_2), une couche fenêtre (AlGaAs), un émetteur ($\sim$200 nm), une base ($\sim$3 μm) et des contacts à base d'or.

- Un modèle 1D développé en interne a permis la modélisation d'une cellule de référence. La réduction de l'efficacité quantique externe des cellules pour les longueurs d'onde inférieures à 600 nm, a été associée à l'oxydation de la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs). L'oxydation conduit à des recombinaisons qui ont été modélisées par une vitesse de recombinaison à l'interface entre l'émetteur et la couche fenêtre.

- Le détail des différents paramètres et modèles des propriétés physiques de l'arséniure de gallium et l'arséniure d'aluminium-gallium à 300 K a été fourni.

- Le modèle 1D a servi à l'optimisation paramétrique de l'épaisseur et du dopage des couches constitutives de la cellule. L'amélioration des performances de la cellule par rapport à la cellule de référence est principalement liée à l'ajout d'une couche anti-reflets qui réduit la fraction des photons réfléchis.

- Deux approches de modélisation de grille de contacts ont été présentées : modèle pseudo-3D et modèle analytique. Il a été obtenu un résultat similaire par ces deux approches.

- L'ensemble des étapes de fabrication de la cellule a été fourni.

- Le détail des systèmes de caractérisation de la cellule, de la résistance spécifique de contact, de la mobilité des porteurs majoritaires, de l'indice de réfraction complexe et de durée de vie des porteurs est fourni. Une approche originale a été proposée pour la détermination expérimentale de la résistivité spécifique de contact. Cette méthode inclut la propagation d'incertitude de mesure par une approche de Monte Carlo.

Chapitre 3

Caractérisation de la cellule et de ses composants à 25 °C et de 150 à 200 °C

Sommaire

3.1 Système de chauffe et de contrôle de la température 80
3.1.1 Système de chauffe développé en interne 80
3.1.2 Platine de chauffe Linkam 88
3.1.3 Autres systèmes de chauffe 89
3.2 Caractérisation de la cellule à 25 °C et de 150 à 200 °C 89
3.2.1 Réponse spectrale 90
3.2.2 Caractéristique courant-tension 94
3.3 Propriétés optiques et électriques des matériaux de 150 à 200 °C 96
3.3.1 Mobilité par effet Hall 96
3.3.2 Résistivité spécifique de contact 98
3.3.3 Caractérisation optique des matériaux qui composent la cellule . . . 103
3.3.4 Durées de vie des porteurs minoritaires 110
3.4 Conclusions 118

3.1 Système de chauffe et de contrôle de la température

Notre approche consiste à étudier les performances de la cellule solaire optimisée dans les conditions standards de test ($T = 25\ °C$, $P_{inc} = 1000\ W/m^2$, $AM1,5G$, chapitre 2) lorsqu'elle opère à des températures allant de 150 à 200 °C. Les systèmes de caractérisation décrits dans la section 2.4 ne sont originellement pas conçus pour étudier des composants dans ces conditions et ne comprennent généralement pas de système de contrôle de la température. Un système de chauffe et de contrôle de la température doit être mis en place et doit répondre aux besoins suivants : 1. s'adapter aux différents systèmes de caractérisation, 2. permettre d'atteindre la gamme de température visée dans la thèse et 3. s'assurer de son contrôle et de son homogénéité.

3.1.1 Système de chauffe développé en interne

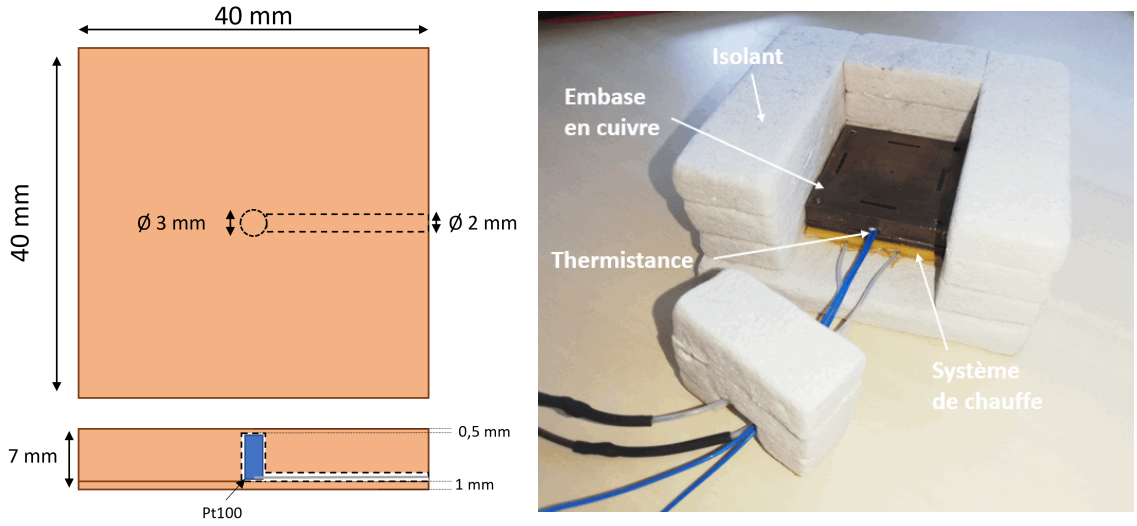
Durant la première partie de ce travail de thèse, les caractérisations ont été réalisées à l'aide d'un système de chauffe et de contrôle de la température développé spécialement à cet effet. L'ensemble des mesures de résistivité spécifique de contact par la méthode des longueurs de transfert circulaires (MLTC) présenté dans la thèse a été réalisé avec ce système.

Description du système de chauffe

Le contrôle de la température des cellules solaires a déjà été abordé par notre équipe. Jusqu'à présent, le système développé consistait en un bloc de cuivre instrumenté d'une thermistance en platine et d'un élément de chauffe ou de refroidissement Peltier piloté à l'aide d'un programme Matlab [112, 114]. La thermistance se situe au plus près de la surface ($0,5\ mm$) et de l'époxy assure le contact (résistance thermique réduite) entre la thermistance et le bloc de cuivre (Figure 3.1a).

Ce système n'est pas adapté pour fonctionner sur la plage de 150 à 200 °C. Le module Peltier permet seulement d'atteindre des températures inférieures à 80 °C. Notre choix pour le remplacer s'est porté sur un un élément chauffant en céramique de la marque HALJIA (tension maximale 12 V, puissance maximale 48 W) qui possède une plage de température opératoire jusqu'à 250 °C. La gaine thermo-rétractable qui protège la soudure de la thermistance et qui risquait de fondre au-delà de 80 °C et a été remplacée par un ruban adhésif en Kapton qui sert d'isolant électrique et qui résiste à de plus hautes températures. L'époxy a été remplacé par un adhésif thermo-conducteur de la marque Tcor (référence : TCOR75S 725-9975, 75 ml) de conductivité thermique égale à 1,8 W/m K et avec une large plage de température de fonctionnement allant de -50 à +230 °C. Nous avons ajouté un isolant pour éviter un maximum les flux thermiques latéraux (Figure 3.1b). L'isolant a été fabriqué à l'aide d'une

plaque d'isolation thermique de la marque RS PRO (référence : 724-8919) de conductivité thermique comprise entre $0,05$ et $0,26$ W/mK en fonction de la température et utilisable jusqu'à des températures supérieures à 1000 °C. Les blocs d'isolant ont été collés entre eux à l'aide de l'adhésif thermo-conducteur.



(a) *(b)*

FIGURE 3.1 - *(a) Schéma du système de chauffe et de mesure de la température. (b) Système complet de chauffe et de contrôle de la température jusqu'à 200 °C.*

La mesure de la température est réalisée à l'aide d'une thermistance *pt*100 (référence : 100-7528) étalonnée avec un four d'étalonnage de référence ISOTECH Gemini 550S LRI (détaillé dans la section suivante). Un multimètre numérique de la marque Keitley 2700 est utilisé pour réaliser la mesure de la résistance de la sonde. Un code de régulation proportionnel, intégral et dérivé (PID) réalisé en langage Matlab pilote un générateur de courant programmable de la marque G^{W}INSTEK (PSP-2010) qui alimente le système de chauffe.

Détermination de la température de la cellule

Le contrôle de la température est un élément central des caractérisations réalisées dans cette thèse. La température de la cellule doit être connue et son incertitude déterminée. De plus, il est essentiel de s'assurer de son homogénéité en surface et au sein de la cellule.

Calibration et incertitude de mesure de la sonde *pt100*

L'incertitude de mesure de la sonde utilisée pour la mesure de la température dépend de la mesure de la résistance électrique de la thermistance en platine ($pt100$) utilisée et de l'incertitude du four d'étalonnage qui fournit une température dont l'incertitude est connue. Pour la première, elle est tirée de la fiche technique du multimètre numérique (Keithley 2700 [146]) et pour la seconde de la fiche technique du four d'étalonnage (Gemini 550S [147]).

Le calibre sélectionné pour réaliser la mesure de résistance électrique de la sonde $pt100$ avec le multimètre est de 1 $k\Omega$. L'incertitude de mesure après une année d'utilisation est de 0,01% de la valeur de la mesure additionné à 0,0006% de la valeur du calibre. La température de consigne du four est donnée quant à elle avec une précision inférieure à 0,3 °C sur l'ensemble de la gamme de température. Les températures d'étalonnage de la sonde sont de 40, 50, 60 et 70 °C. Sur cette plage de température ($T \leq 100$ °C), l'équation de la température en fonction de la résistance électrique mesurée pour une thermistance en platine ($pt100$) est une équation fonction de la température du second ordre [148] :

$$R_T = R_0(1 + aT + bT^2) \tag{3.1}$$

où R_T est la résistance électrique mesurée à T (°C), R_0 est la résistance électrique mesurée à 0 °C, et a et b sont les coefficients de température de la sonde.

La méthode pour calculer la propagation de l'incertitude de mesure est similaire à celle établie dans la section 2.4.3. La méthode de Monte Carlo consiste à résoudre l'équation 3.1 pour un grand nombre de valeurs aléatoires de la résistance électrique mesureé (R_T) et de la température (T) tirées dans leur intervalle d'incertitude respectif ($R_T \pm U(R_T)$ et $T \pm U(T)$). Pour chaque tirage, on extrait la résistance électrique à la température de 0 °C (R_0) et les coefficients de température de la sonde (a et b) et on détermine leurs incertitudes respectives. L'opération est répétée jusqu'à ce que la variation de la valeur moyenne de ces paramètres extraits et de leurs incertitudes soient inférieures à la valeur seuil du nombre de chiffres significatifs. Les valeurs obtenues sont $R_0 = 100,148 \pm 0,396\ \Omega$, $a = 3,92 \pm 0,09\ 10^{-3}\ /^oC$ et $b = -5,629 \pm 0,49\ 10^{-7}\ /^oC^2$.

L'incertitude de mesure de la valeur de la température est alors obtenue des valeurs extraites de la résistance électrique à la température de 0 °C (R_0) et du coefficient de la sonde (α) et de leurs incertitudes respectives (Équation 3.1 et 2.14). L'incertitude élargie de mesure de la température varie de $\pm 1,2$ °C à 25 °C à ± 5 °C à 200 °C.

Modèle thermique 1D et température de la cellule

La mesure de la température (T_{pt100}) s'effectue à une distance de 0,5 mm de la cellule. Une première approche pour déterminer la température de la cellule est de réaliser un modèle physique à une dimension des différents flux et échanges thermiques (Figure 3.2).

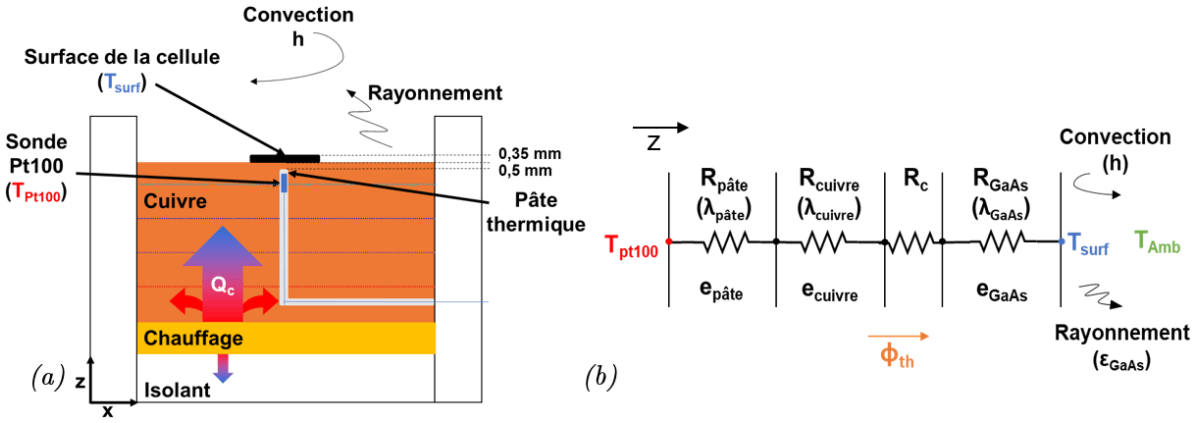


FIGURE 3.2 - *(a) Schéma du système de chauffe et de contrôle de la température avec les différents flux et échanges thermiques, (b) schéma électrique équivalent selon l'axe vertical (z).*

Le schéma électrique équivalent (Figure 3.2b) montre les différentes résistances thermiques rencontrées par le flux thermique (ϕ_{th}). Les résistances thermiques liées au phénomène de convection, de conduction et de contact peuvent s'exprimer en m^2K/W [149] :

$$R_{th}^{conv} = \frac{1}{h} \tag{3.2a}$$

$$R_{th}^{cond} = \frac{e}{\lambda} \tag{3.2b}$$

où h est le coefficient d'échange convectif, e est l'épaisseur de la couche, λ est la conductivité thermique. La valeur du coefficient d'échange convectif sélectionnée est typique de la convection naturelle s'établissant au dessus d'une plaque plane ($h = 30\ W/m^2K$ [149]). L'épaisseur de pâte thermique ($e_{pâte}$) a été arbitrairement choisie à 0,2 mm et les autres épaisseurs sont celles présentées sur la figure 3.1a. L'épaisseur de la cellule est celle du substrat ($e_{GaAs} = 650\ \mu m$). Les différentes conductivités thermiques sont issues de la littérature ou de la documentation fournie avec les composants. La conductance thermique de contact vaut 10000 W/m^2K, correspondant au contact de deux éléments en cuivre [150].

Le modèle thermique résout le problème de continuité du flux thermique à l'interface entre la cellule et l'air ambiant qui impose :

$$q_{cond} = q_{conv} + q_{rad} \tag{3.3}$$

avec :

$$q_{cond} = \frac{1}{\Sigma R_{th}}(T_{pt100} - T_{surf}) \tag{3.4a}$$

$$q_{conv} = h(T_{surf} - T_{amb}) \tag{3.4b}$$

Les pertes radiatives sont quant à elles fonction de la température du corps qui rayonne et de la température de l'environnement avec lequel il échange ($T_{amb} = 25$ °C). La puissance échangée par rayonnement avec l'environnement peut s'exprimer en fonction de l'émissivité hémisphérique totale de l'arséniure de gallium (ε_{GaAs}). Elle est définie comme la densité de flux de photons émise par un corps par rapport à celle émise par un corps noir dans des conditions identiques. Le flux net surfacique échangé par rayonnement entre l'arséniure de gallium (supposé opaque) et l'environnement est décrit par la loi de Stefan-Boltzmann [149] :

$$q_{rad} = \sigma_s \varepsilon_{GaAs}(T_{amb}^4 - T_{surf}^4) \tag{3.5}$$

où σ_s est la constante de Stefan-Boltzmann. Pour l'arséniure de gallium, l'émissivité hémisphérique totale est une fonction croissante de la température mais elle est inférieure à 0,1 pour une température inférieure ou égale à 350 °C [151]. La valeur de 0,1 est choisie pour favoriser un maximum les échanges nets radiatifs sur l'ensemble de la plage de température allant de 25 à 200 °C.

Les résultats de la variation de la température normalisée par la température de la sonde (T_{pt100}) en fonction de la distance à la sonde $Pt100$ pour les températures allant de 40 à 200 °C par pas de 20 °C sont présentés sur la figure 3.3. On note les différentes résistances signifiées par différentes pentes (différence de conductivité thermique) et paliers (résistance de contact).

Le plus grand écart entre la température de la surface supérieure de la cellule en arséniure de gallium et la température donnée par la sonde $Pt100$ est obtenu à la température T_{pt100} de 200 °C (-0,62 % soit 1,24 °C). On notera que cette valeur est bien inférieure à l'incertitude de mesure de la température par la sonde $pt100$ (± 5 °C à 200 °C). Ce résultat nous permet de considérer la température de la cellule comme comprise dans l'erreur de mesure de la sonde $pt100$. De plus, la variation de température la plus grande entre le bas et la surface de la cellule

solaire est de 0,07 °C à la température de T_{pt100} égale à 200 °C est également comprise dans l'erreur de mesure. Ce résultat nous permet de considérer la température de la cellule comme homogène selon l'axe vertical (z). Le dernier élément à s'assurer est de l'homogénéité de la température à la surface de la cellule (axes des x et des y).

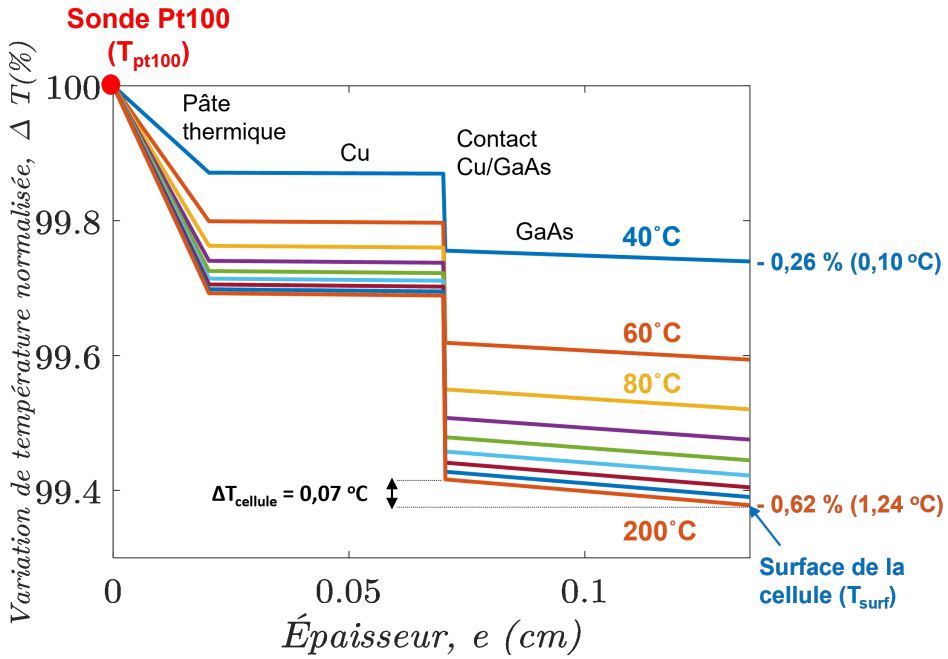


FIGURE 3.3 - *Évolution calculée à l'aide du modèle physique à une dimension de la température, entre la température mesurée avec la sonde pt*100 *(T_{pt100}) et la surface de la cellule (T_{surf}) normalisée par la température de la sonde pt*100 *(T_{pt100}).*

Mesure de la température de surface par thermographie infrarouge

La dernière étape de validation du système est de déterminer l'homogénéité surfacique de la température de la cellule (axes des x et des y). Celle-ci peut être mesurée à l'aide d'une caméra thermographique infrarouge de la marque FLIR (T335 [152]). Chaque pixel de la caméra (résolution 320x240 pixels) a été étalonné avec un corps noir de la marque HGH de la série DCN1000N/H [153].

Comme évoqué dans la section précédente, l'émissivité spectrale (ε_λ) est une propriété qui détermine la quantité d'énergie qu'émet par rayonnement un corps opaque. Pour les matériaux comme l'arséniure de gallium ou encore le cuivre celle-ci est faible ($\varepsilon_\lambda \leq 0,1$). Cette faible émissivité spectrale rend difficilement discernables les rayonnements infrarouges émis par le matériau de ceux qui sont réfléchis. La mesure optique de la température de l'arséniure de gallium donne ainsi généralement la valeur de la température ambiante. Pour régler ce problème, nous avons opté pour un revêtement à faible réflectivité de la marque LABIR

(MWIR-BK-11 [154]) développée pour des applications à haute température. Cette peinture thermographique présente une forte émissivité spectrale ($\varepsilon_\lambda \geq 0,9$) jusqu'à plus de 300 °C. La figure 3.4 présente le montage de mesure infrarouge (IR) de l'échantillon d'arséniure de gallium avec un revêtement à forte émissivité ainsi que le système de chauffe et de contrôle de la température. On observe sur la figure 3.4c que l'arséniure de gallium recouvert du revêtement apparaît plus chaud (jaune/blanc) que le cuivre qui possède une faible émissivité (bleu).

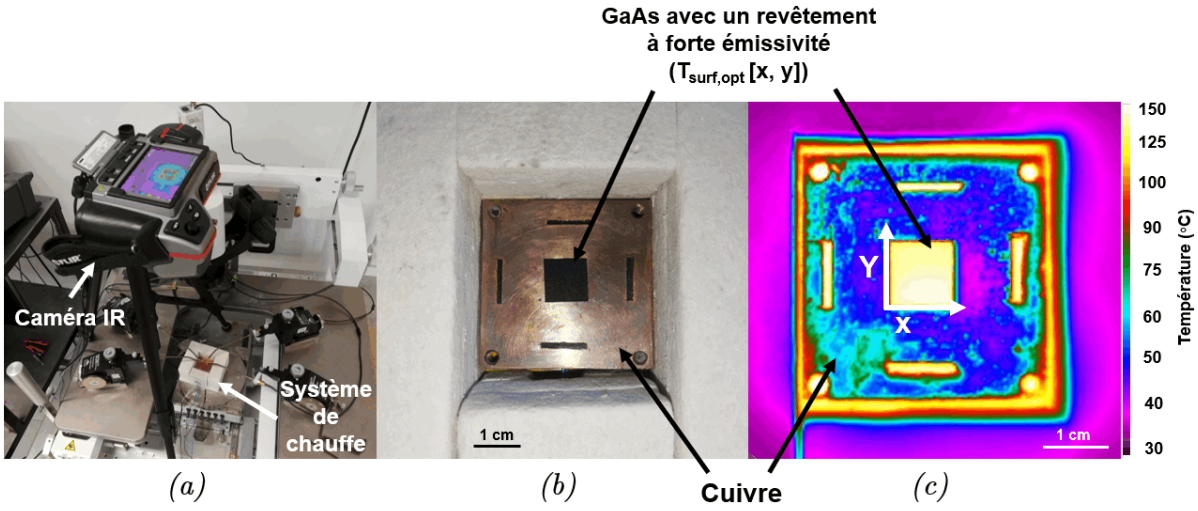


FIGURE 3.4 - *(a) Montage de la caméra pour la mesure IR, (b) système de chauffe avec un échantillon d'arséniure de gallium recouvert d'un revêtement à haute émissivité, (c) image infrarouge du bloc de cuivre constitutif du système de chauffe et de l'échantillon en arséniure de gallium. Les zones qui apparaissent chaudes (jaunes et blanches) et plus froides (bleues) dépendent de l'émissivité des corps considérés. Les quatre traits correspondent à des repères de 1 cm de longueur.*

Pour analyser l'uniformité de la température en surface de l'échantillon d'arséniure de gallium, nous avons développé un code de traitement des images IR écrit en langage Matlab (Figure 3.5a). Le carré central (en pointillés) correspond à une surface d'analyse de dimension 2x2 pixels (0,07x0,07 cm^2). Chaque carré d'aire croissante correspond à un agrandissement de chaque côté de 2 pixels (n=2 : 4x4, n=3 : 6x6, ... , n=14 : 28x28). La figure 3.5b présente les résultats d'analyse de l'homogénéité de la température en surface pour n=14 : 28x28 pixels (1 cm^2), à une température de surface de la cellule T_{surf} égale à 200 °C. La température moyenne de surface mesurée est de 199,82 °C avec un écart type (σ) de 4,83 °C.

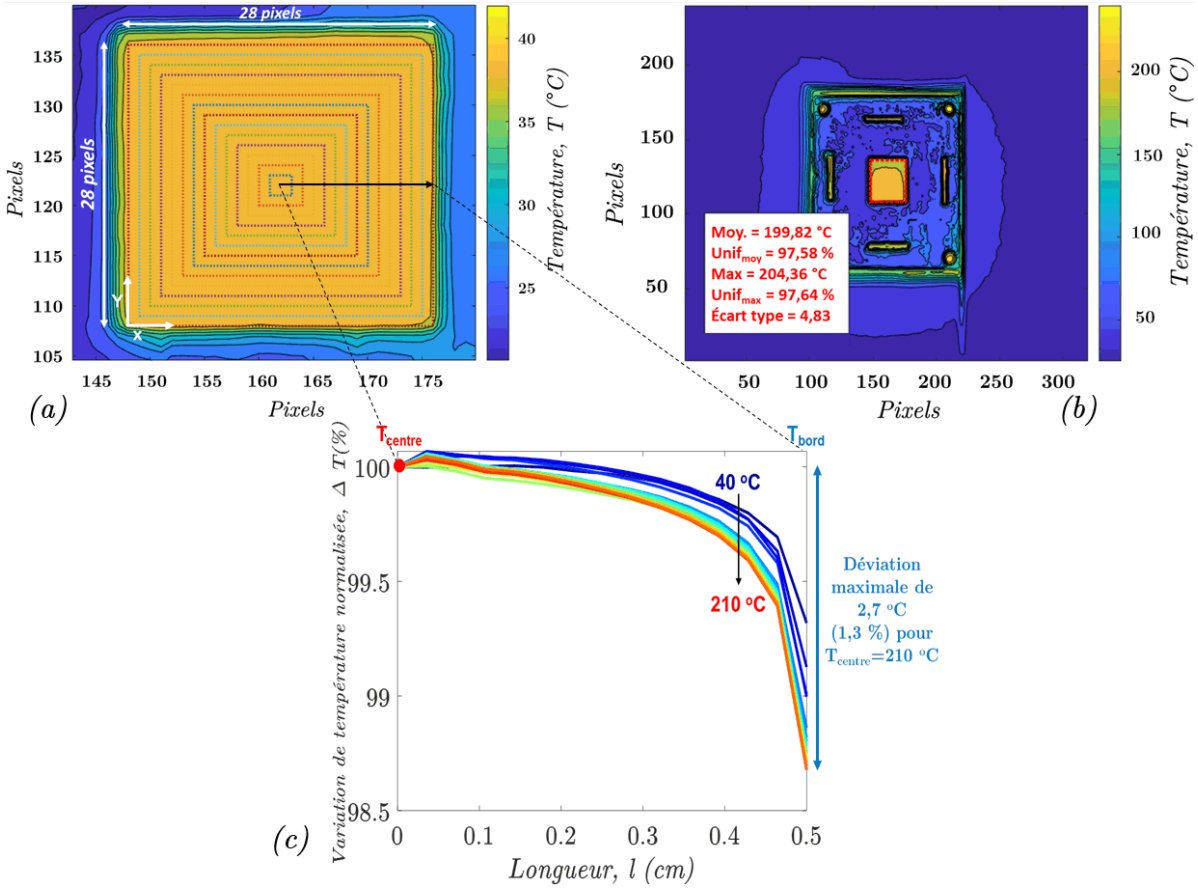


FIGURE 3.5 - *(a) Image infrarouge d'un échantillon d'arséniure de gallium de 1 cm de côté dont la température est analysée avec le code développé en langage Matlab. (b) Analyse de l'uniformité de la température de surface de la cellule T_{surf} égale à 200 °C. (c) Variation de la température normalisée par la température du centre de la cellule (T_{centre}) et jusqu'au bord de la cellule (T_{bord}) pour des températures moyennes de surface (T_{surf}) allant de 40 à 210 °C représentées avec un pas de 10 °C par des courbes de couleur bleue à rouge, respectivement.*

Des indicateurs d'uniformité moyenne ($Unif_{moy}$) et maximum ($Unif_{max}$) pour la température moyenne (T_{moy}) et maximale (T_{max}) relevée à la surface de l'échantillon, respectivement, sont définis par :

$$Unif(T) = 100 - 100\left(\frac{\sigma}{T}\right) \tag{3.6}$$

On observe sur la figure 3.5b que l'uniformité de la température sur l'ensemble de la surface de l'échantillon est supérieure à 97 %.

Afin d'évaluer les éventuels effets de bords, la variation de la température normalisée par la température du centre de l'échantillon a été représentée sur la figure 3.5c. La déviation

maximale de température est de 1,3 % (2,7 °C) à la température de surface (T_{surf}) de 210 °C. Il est intéressant de noter que celle-ci est inférieure à l'incertitude de mesure de la température de la sonde $pt100$ à cette température ($\geq 4,9$ %). La variation maximale de la température en surface de la cellule étant inférieure à l'incertitude de mesure, on peut considérer que la température de la cellule est homogène en surface (axes des x et des y).

Dans la suite des résultats, la température des échantillons testés avec ce système de chauffe sera considérée comme égale à la température de la sonde $pt100$ ($T_c = T_{pt100}$) et son incertitude.

3.1.2 Platine de chauffe Linkam

Comme évoqué dans la section 1.4.2, pour le contrôle de la température de la cellule, les systèmes de chauffe de Linkam Scientific Instruments sont le plus souvent cités [30, 31, 32]. Nous nous sommes équipés d'une platine de chauffe Linkam (HFS-350EV-PB4 [155]) qui permet un contrôle de la température allant de -195 à 350 °C. Nous nous sommes également équipés d'une pompe afin de pouvoir réaliser les mesures dans un environnement sous vide ainsi qu'un système de refroidissement à l'azote. La stabilité de la température certifiée est inférieure à 0,1 °C.

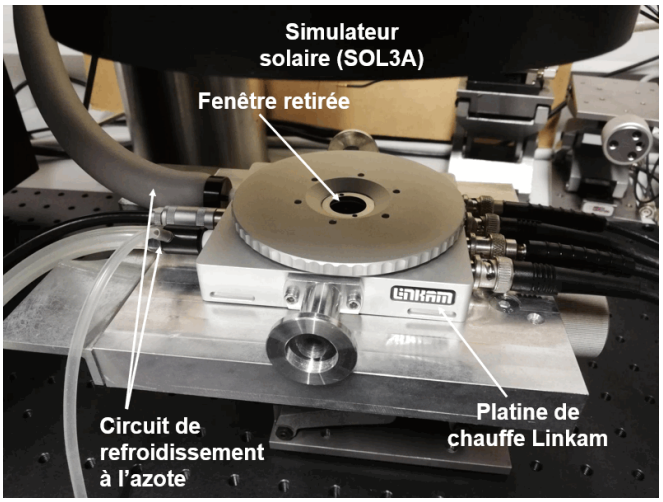


FIGURE 3.6 - *Montage de la platine de chauffe Linkam (HFS-350EV-PB4) utilisée pour les mesures de courant-tension (I-V) et de réponse spectrale (EQE) sur la plage de température allant de 25 à 200 °C. Pour éviter la correction optique à apporter due à la présence de la fenêtre celle-ci a été retirée pour l'ensemble des mesures.*

La platine de chauffe Linkam a été utilisée pour réaliser les mesures de courant-tension sous illumination (I-V) et de réponse spectrale (EQE) des cellules en fonction de la température. Le détail des différents montages et systèmes d'acquisition est donné dans la section 2.4. Les cellules ont été collées en face arrière avec de la laque d'argent sur une feuille de cuivre de

0,1 mm d'épaisseur. Le contact entre la feuille de cuivre et le bloc de chauffe en argent est assuré par la pression des pointes de mesure déposées dessus.

Les mesures de température de surface par thermographie infrarouge de la section précédente ont montré que bien que la cellule soit soumise à de la convection, la température est homogène en surface et dans la cellule. Nous avons ainsi décidé de retirer la fenêtre pour éviter d'éventuelles erreurs provenant de la détermination de sa transmittance optique. Bien que la fenêtre n'ait pas été utilisée et que la cellule ait été donc soumise à la convection, la température est restée très stable (fluctuations inférieures à 0,1 °C) à chaque température considérée dans ce travail de thèse.

Les mesures par ellipsométrie d'indices optiques en fonction de la température des matériaux qui composent la cellule ont été également réalisées à l'aide d'une platine de chauffe Linkam dans un environnement d'azote à l'institut Pprime de Poitiers. Les mesures complémentaires de réponse spectrale, photoluminescence (PL) et photoluminescence résolue en temps (PLRT) ont été réalisées avec une platine de chauffe Linkam (avec la fenêtre) à l'université de Lleida (Espagne).

3.1.3 Autres systèmes de chauffe

Les mesures d'effet Hall en fonction de la température ont été réalisées à l'IES avec un système de la marque Ecopia (HMS-5500). L'incertitude de mesure de la température fournie par le constructeur pour le système de haute température (modèle AHT55T5) est de ± 1 °C sur l'ensemble de la plage de température allant de l'ambiant jusqu'à 200 °C.

Les mesures complémentaires d'effet Hall réalisées au laboratoire Charles Couloumb (L2C) à Montpellier, ont quant à elles été réalisées avec une incertitude de l'ordre de 0,1 °C.

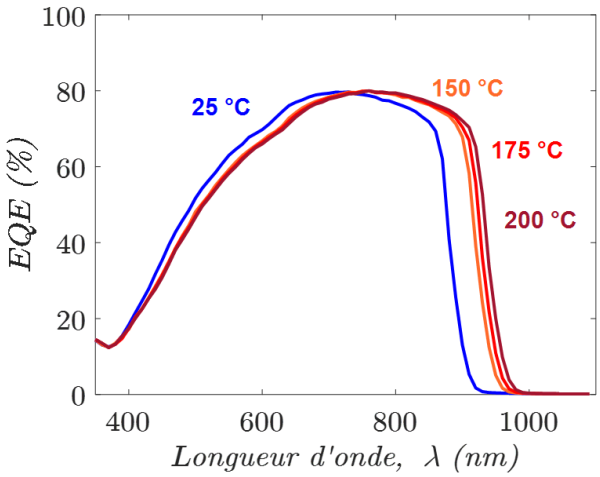
3.2 Caractérisation de la cellule à 25 °C et de 150 à 200 °C

Plusieurs cellules solaires en arséniure de gallium ont été fabriquées selon le procédé décrit dans la section 2.3. L'efficacité quantique externe (EQE) et la caractéristique courant-tension ont été mesurées avec les montages décrits dans la section 2.4. La sensibilité à la température des facteurs de mérite (c'est-à-dire les coefficients de température [14]) n'est pas l'objet de ce travail pour les raisons développées dans la section 1.4.2. Les mesures ont donc été effectuées à 25 °C (CST), puis dans la plage choisie pour les systèmes hybrides (à 150, 175 et 200 °C). Les performances de la meilleure cellule fabriquée sont présentées dans cette section.

3.2.1 Réponse spectrale

Pour étudier la réponse spectrale (EQE) de la cellule en fonction de la température, il est important de s'assurer de pouvoir observer le décalage du front d'absorption vers des gammes de longueurs d'onde plus élevées (i.e. diminution de l'énergie de bande interdite) lorsque la température augmente. Le dispositif de mesure de la réponse spectrale de l'IES utilise deux photo-détecteurs de référence à base de silicium ($\lambda_{E_g} = 1117\ nm$ à 300 K) et de germanium ($\lambda_{E_g} = 1878\ nm$ à 300 K) pour calibrer le dispositif sur les gammes de longueurs d'onde allant de 250 à 1100 nm et de 800 à 1800 nm, respectivement. Selon l'équation de Varshni (Équation 1.8), l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium diminue de 1,423 eV à 25 °C, à 1,34 eV à 200 °C. Les longueurs d'onde correspondantes sont de 871 nm et 925 nm, respectivement. On constate ainsi que jusqu'à 200 °C, seul le photo-détecteur de silicium est nécessaire à la caractérisation des cellules.

La plage de longueurs d'onde étudiée est de 350 à 1100 nm, avec un pas de 10 nm. La figure 3.7 présente le résultat des mesures de la réponse spectrale de la cellule en arséniure de gallium optimisée dans les conditions standards de test et testée à 25, 150, 175 et 200 °C.



(a)

$$J_{cc}^{AM1,5G}(\lambda,T) = \int_0^{\infty} EQE(\lambda,T)E_\lambda d\lambda$$

Température, T[°C]	$J_{cc}^{AM1,5G}$ [mA/cm^2]	$J_{cc}^{Réel}(T)/J_{cc}^{SQ}(T)$ [%]
25	20,81	65,50
150	21,95	64,07
175	22	63,42
200	22,28	63,33

(b)

FIGURE 3.7 - *(a) Mesure de la réponse spectrale (EQE) de la cellule en arséniure de gallium de 1 cm^2 à 25 °C et à 150, 175 et 200 °C. (b) Densité de courant extraite des mesures de réponse spectrale en fonction de la température pour le spectre AM1,5G. La dernière colonne correspond à la fraction de la limite de Shockley-Queisser atteinte par la cellule.*

La première observation remarquable est la faible valeur de l'efficacité quantique externe (inférieure à 60 %) sur la gamme de longueurs d'onde de 350 à 600 nm (Figure 3.7a) là où la simulation (Section 2.2.3) fournit des valeurs supérieures à 70 % (Figure 2.10b). Il est

intéressant de noter que cette gamme de longueurs d'onde correspond à la plage d'absorption de la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium à laquelle on peut attribuer cette baisse ($Al_{0,4}Ga_{0,6}As$, $E_g = 1,96\ eV$, $\lambda_{E_g} \sim 630\ nm$ à $T_{amb} = 25$ °C).

Dès l'étape d'optimisation de la cellule à température ambiante, nous avons anticipé la possibilité de l'oxydation de la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium. Les travaux de R. Cariou [102] présentaient également des valeurs d'efficacité quantique externe inférieures à 60 % sur la plage de longueurs d'onde de 400 à 600 nm. Le résultat de leurs analyses montrait que le problème n'était ni attribué à la réflexion de la cellule, ni encore à l'épaisseur ou au dopage des couches de la cellule, mais bien à l'oxydation de la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium. Les sources d'oxydation avancées dans leurs travaux sont la gravure de la couche cap et l'exposition à l'air libre de la couche fenêtre ou encore le dépôt d'une bicouche anti-reflets de dioxyde de titane et de dioxyde de silicium (TiO_2/SiO_2), mais sans qu'une analyse complémentaire sur le processus d'oxydation ait était réalisée. La solution adoptée a été d'encapsuler la couche fenêtre avec du phosphure de gallium-indium (GaInP) pour éviter l'oxydation.

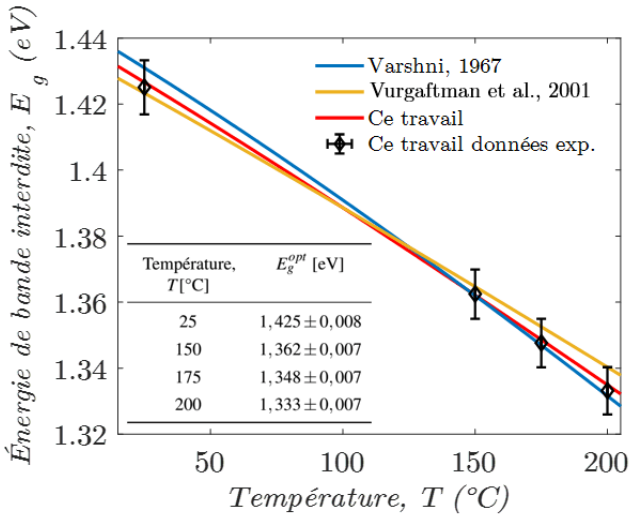
Ce problème avait également été relevé lors de la modélisation de la cellule de K. Louarn [103] (Section 2.2.2). En effet, notre conclusion était qu'une vitesse de recombinaison surfacique effective à l'interface entre l'émetteur et la couche fenêtre pour modéliser les recombinaisons liées à l'oxydation, donnait un résultat en accord avec les résultats expérimentaux.

Toutefois, bien que ces résultats soient en dessous de nos attentes, il vaut la peine de remarquer que les densités de courant extraites des mesures de réponse spectrale (Équation 2.12), sont supérieures à 65 % de la limite de Shockley-Queisser à 25 °C (Figure 3.7b). Il est utile de rappeler ici que la cellule utilisée dans cette thèse a pour vocation d'être un véhicule de test pour analyser le comportement physique de la cellule à plus haute température et non pour battre des records.

On observe également qu'il n'y a pas de dégradation des performances de génération et de collecte des charges puisque les valeurs de l'efficacité quantique externe (EQE) ne sont pas diminuées lors de l'augmentation de la température. Des mesures ont été réalisées à 25 °C après celles réalisées à haute température et aucune dégradation des performances de la cellule n'a été observée.

Comme prévu, en accord avec le comportement des cellules en arséniure de gallium testées à plus haute température (Section 1.4), la courbe de l'efficacité quantique externe est décalée vers les plus grandes longueurs d'onde. L'énergie de bande interdite (E_g) peut être déterminée en recherchant la longueur d'onde où la dérivée seconde de l'efficacité quantique externe est

nulle [33]. La formule empirique de Varshni (Équation 1.8) permet alors à partir des données expérimentales d'extraire l'énergie de bande interdite à 0 K (E_0) et les paramètres α et β de Varshni. Les résultats indiquent que la bande interdite de l'arséniure de gallium épitaxié diminue de 1,425 eV à 25 °C à 1,333 eV à 200 °C. Ce changement est en bon accord avec les valeurs calculées en utilisant la relation de Varshni avec les paramètres de Vurgaftman et al. [87, 88] (Figure 3.8).



(a)

$$E_g(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}$$

Paramètres de Varshni	Valeur exp.
E_0	1,525 eV
α	0,6375 meV/K
β	278 K

(b)

FIGURE 3.8 - *(a) Énergie de bande interdite extraite des mesures de l'efficacité quantique externe (EQE). Évolution de l'énergie de bande interdite en fonction de la température calculée avec l'équation de Varshni (Équation 1.8) pour les paramètres issus des travaux de Varshni [87] et Vurgaftmann et al. [88]. (b) Paramètres de Varshni extraits de nos données expérimentales.*

Mesures de réponse spectrale réalisées à l'université de Lleida

En complément de la mesure réalisée à l'IES, une seconde caractérisation de l'efficacité quantique externe de notre meilleure cellule a été menée à l'université de Lleida. Les mesures d'efficacité quantique externe ont été réalisées après plusieurs mois et plusieurs montées à 200 °C, avec un pas de longueurs d'onde de 5 nm et aux températures de 25, 50, 100, puis de 150 à 200 °C par pas de 5 °C. La figure 3.9 présente la comparaison entre les mesures d'efficacité quantique externe réalisées à Lleida (pointillés) et à l'IES (trait plein) en fonction de la température.

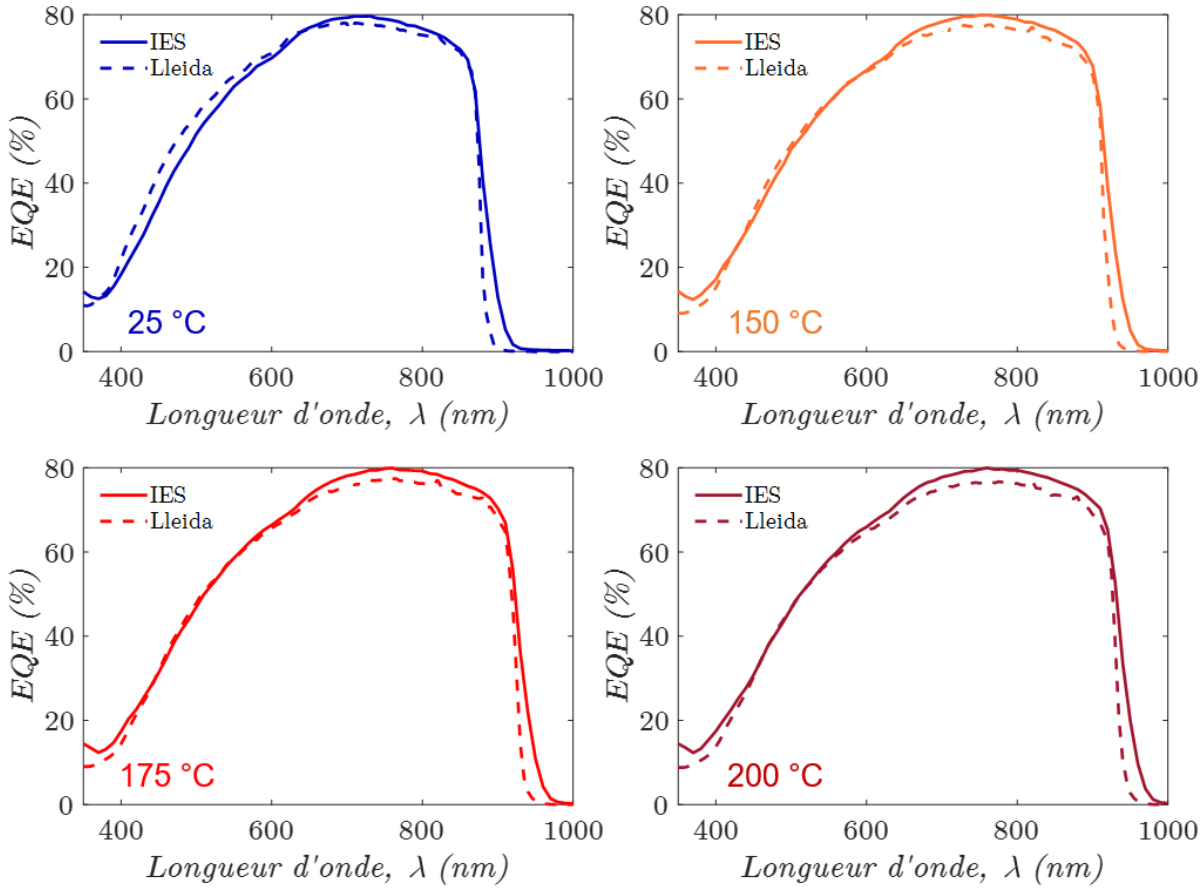


FIGURE 3.9 - *Comparaison des mesures d'efficacité quantique externe réalisées à l'IES (ligne pleine) et à l'université de Lleida (ligne pointillée) à 25, 150, 175 et 200 °C.*

On observe que la forme et le comportement de la réponse spectrale de la cellule en fonction de l'augmentation de la température sont globalement similaires : faible efficacité quantique externe (EQE) jusqu'au gap de l'arséniure d'aluminium-gallium, ainsi que le déplacement du front d'absorption vers des longueurs d'onde plus élevées. La valeur maximale de l'efficacité quantique externe est légèrement inférieure pour les mesures réalisées à Lleida : 78,2 % contre 79,7 % à 25 °C et 76,9 % contre 80 % à 200 °C. On observe également une légère diminution de l'efficacité quantique externe avec l'augmentation de la température (Figure 3.9) qui n'était pas visible pour les mesures réalisées à l'IES.

La principale différence est la chute autour de l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium, possiblement liée à la meilleure résolution spectrale (pas de 5 nm) des mesures de Lleida et au changement de réseau du monochromateur de l'IES. Cette chute se situe pour les mesures réalisées à Lleida autour de 900 nm à 25 °C, et présente ainsi un meilleur accord que

les mesures réalisées à l'IES avec les valeurs issues de la littérature [30, 33, 32]. Le constat est le même aux températures plus élevées.

3.2.2 Caractéristique courant-tension

Incertitudes de mesures et extraction des figures de mérite

Comme détaillé dans la section 2.3 dédiée aux procédés de fabrication, la surface de la cellule solaire correspond aux dimensions découpées avec une pointe diamantée de haute précision. Le système de découpe est muni d'une vis micrométrique pour laquelle les graduations sont de 1/100 mm. La valeur de la surface et de son incertitude est calculée pour des dimensions de largeur et longueur égales à $1 \pm 0,0006$ cm, et par suite, l'aire de la cellule est égale à $1,000 \pm 0,002$ cm^2. L'incertitude des mesures de courant et de tension est calculée à l'aide d'informations fournies dans les fiches techniques des différents systèmes utilisés pour leurs mesures (Section 2.4). L'incertitude de mesure de la température correspond à celle de la platine de chauffe Linkam présentée dans la section précédente (Section 3.1.2).

Les valeurs des différentes figures de mérite ont été extraites des mesures expérimentales à l'aide du code Matlab d'extraction des paramètres du modèle à une diode (Équation 2.1), fourni dans le manuscrit d'O. Dupré [27]. La propagation des incertitudes de mesure à l'extraction du facteur de forme (FF) et du rendement (η) est déterminée à l'aide de l'équation 2.14.

Mesures sous illumination en fonction de la température

Le protocole de réglage de l'illumination est basé sur les recommandations du constructeur lors de l'étalonnage du simulateur solaire. La puissance du simulateur est réglée pour obtenir la concordance entre la densité de courant de court-circuit mesurée (J_{cc}^{Exp}) et la densité de courant de court-circuit extraite de la mesure de la réponse spectrale ($J_{cc}^{AM1,5G}$, figure 3.7b) pour chaque température considérée dans cette étude. Le temps d'attente après chaque modification de la puissance fournie à la lampe du simulateur solaire est de 30 minutes afin d'éviter les éventuelles fluctuations de puissance et donc du spectre émis par la lampe.

Les caractéristiques courant-tension de la meilleure cellule en arséniure de gallium aux températures de 25, 150, 175 et 200 °C sont présentées sur la figure 3.10. Les différentes figures de mérite et leurs incertitudes sont également présentées. Il est intéressant de noter que la différence entre la densité de courant de court-circuit mesurée (J_{cc}^{Exp}) et extraite de la mesure de la réponse spectrale ($J_{cc}^{AM1,5G}$, figure 3.7b) est inférieure à 0,5 % pour l'ensemble des températures d'étude. L'intervalle d'incertitude de mesure du courant et de tension est tellement faible (0,3 %) qu'il est figuré par une ligne rouge.

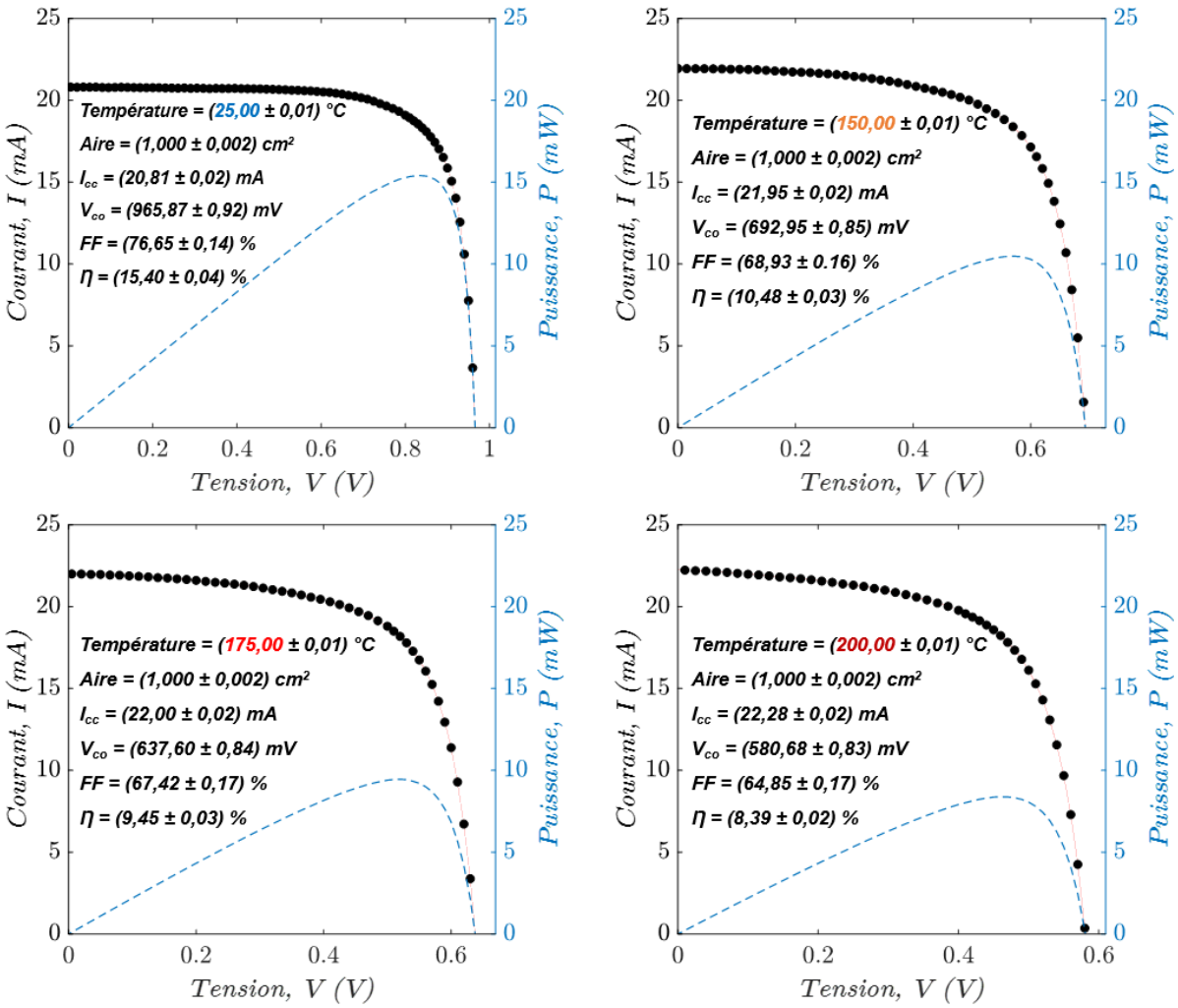


FIGURE 3.10 - *Caractéristique courant-tension de la meilleure cellule en arséniure de gallium (GaAs) aux températures de 25, 150, 175 et 200 °C.*

Comme attendu, on observe une diminution significative de la tension de circuit ouvert (V_{co}) de 0,965 à 0,581 V lorsque la température augmente de 25 à 200 °C. Bien que les performances obtenues soient inférieures à celles attendues ($\eta = 15,40$ % contre 24 %), on notera les performances atteintes par la cellule dans les conditions standards de test comparativement à la limite de Shockley-Queisser (Tableau 3.1) en particulier pour la tension de circuit ouvert (V_{co}) et le facteur de forme (FF), dont les valeurs atteignent plus de 80 % de la limite théorique. La densité de courant de circuit ouvert est quant à elle réduite par la faible efficacité quantique externe due à l'oxydation de la couche fenêtre.

TABLEAU 3.1 *Comparaison des différentes figures de mérite de la cellule rapportées à celles de la limite de Shockley-Queisser pour les températures considérées dans la thèse.*

Température, T(°C)	$\eta^{Réel}/\eta^{SQ}$ (%)	$J_{cc}^{Réel}/J_{cc}^{SQ}$ (%)	$V_{co}^{Réel}/V_{co}^{SQ}$ (%)	$FF^{Réel}/FF^{SQ}$ (%)
25	46,34	64,89	83,41	85,62
150	38,84	63,74	70,85	81,60
175	34,53	63,06	67,72	80,88
200	31,95	63,08	64,19	78,92

Les différentes figures de mérite s'écartent de la limite de Shockley-Queisser à mesure que la température croît. La déviation de la tension de circuit ouvert (+19,2 % entre 25 et 200 °C) à la limite de Shockley-Queisser conduit au premier ordre les performances de la cellule à s'écarter de cette limite. Au second ordre, la déviation du facteur de forme (+6,7 % entre 25 et 200 °C) conduit à la diminution des performances de la cellule. Toutefois, la déviation de la densité de courant de court-circuit reste faible (+1,81 %). Une analyse plus détaillée de l'évolution des performances de la cellule en fonction de la température est réalisée dans le chapitre suivant (Section 4.1).

3.3 Propriétés optiques et électriques des matériaux de 150 à 200 °C

L'analyse détaillée de la physique qui gouverne les cellules solaires à haute température repose sur la connaissance des propriétés des matériaux qui composent la cellule en fonction de la température. Afin de disposer des paramètres physiques requis pour la modélisation, une analyse des mesures de la mobilité des porteurs de charge, de la résistivité spécifique de contact, des propriétés optiques et de la durée de vie des porteurs en fonction de la température est présentée dans cette section.

3.3.1 Mobilité par effet Hall

La mobilité des porteurs majoritaires de deux échantillons d'arséniure de gallium dopés p ($N_A = 1,1$ et $3,6$ 10^{18} cm^{-3}) ont été mesurés par effet Hall de 25 jusqu'à 200 °C. Les dimensions des échantillons sont de 0,7x0,7 cm^2. Ils sont constitués d'une couche à caractériser d'épaisseur 1 μm déposée sur un substrat d'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé (NID) d'épaisseur égale à 350 μm. La résistivité électrique du matériau non-intentionnellement

dopé [156] est supérieure de plusieurs ordres de grandeurs à celle du matériau dopé et joue ainsi un rôle d'isolant électrique. La mobilité des porteurs majoritaires des deux échantillons a été mesurée par effet Hall à l'IES et dans le cadre d'un partenariat au L2C.

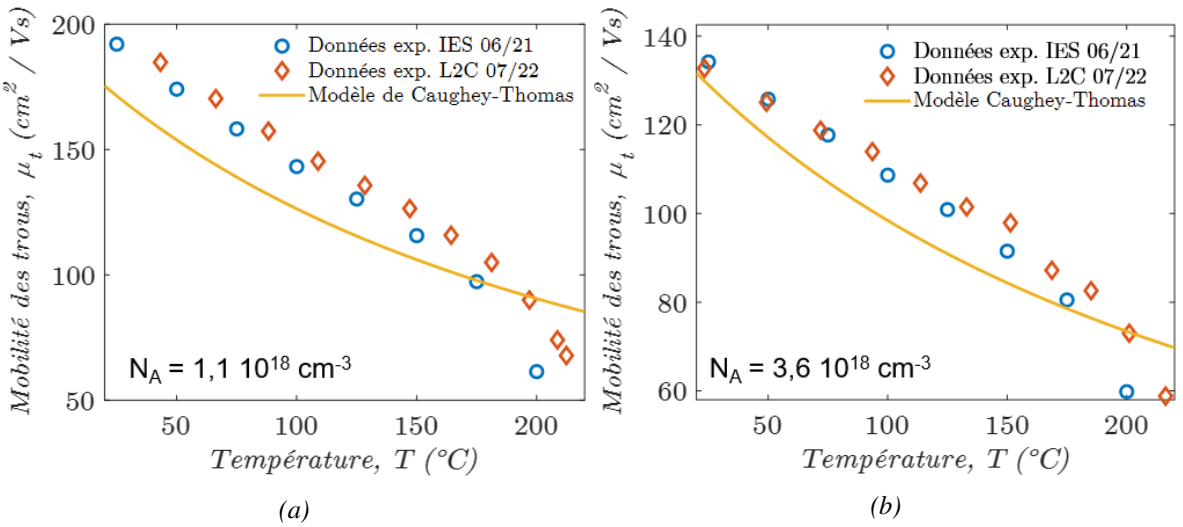


FIGURE 3.11 - *Mesures de la mobilité des porteurs majoritaires pour les échantillons d'arséniure de gallium dopés p : (a) $N_A = 1,1\ 10^{18}\ cm^{-3}$ et (b) $N_A = 3,6\ 10^{18}\ cm^{-3}$. Le modèle de Caughey-Thomas avec les paramètres issus de la publication de Sotoodeh et al. [122] est représenté (ligne pleine jaune).*

Les résultats des mesures de mobilité des porteurs majoritaires (trous) sont présentés sur la figure 3.11. Le modèle de Caughey-Thomas avec les paramètres issus de la publication de Sotoodeh et al. [122] est également représenté.

Comme attendu et décrit par le modèle de Caughey-Thomas, la mobilité des porteurs diminue avec l'augmentation de la température. On observe que les mesures réalisées au L2C et à l'IES présentent des valeurs de mobilité et un comportement en fonction de la température similaires. Après plusieurs mois et montées en température (>200 °C), la mobilité mesurée par effet Hall pour ces deux échantillons ne s'est pas significativement dégradée. Le modèle de Caughey-Thomas donne des valeurs de mobilité environ 10 % inférieures à celles mesurées sur l'ensemble de la gamme de température allant de 50 à 175 °C.

Un regard critique vis-à-vis de la mesure d'effet Hall est de s'assurer des paramètres d'entrée des différentes équations présentées dans la section 2.4.4. La mobilité des porteurs majoritaires dépend ainsi de l'épaisseur des couches étudiées. L'incertitude de mesure de la mobilité par effet Hall est inversement proportionnelle à l'incertitude de mesure de l'épaisseur de la couche étudiée. Une analyse par un microscope électronique à balayage à faisceau d'ions focalisé (FIB-SEM) réalisée au laboratoire du LAAS complétée par les résultats d'ellipsométrie réalisées à l'institut Pprime ont montré que les épaisseurs obtenues après dépôt par épitaxie à

jets moléculaires sont 5 à 10 % inférieures à celles souhaitées et ainsi les valeurs de mobilités mesurées par effet Hall peuvent être plus élevées (de 5 à 10 %) que leurs valeurs réelles. Ce résultat est en accord avec les valeurs des mesures de mobilité par effet Hall qui sont 5 à 10 % supérieures à la mobilité calculée à l'aide du modèle de Caughey-Thomas.

On peut prendre note du comportement particulier de forte diminution de la mobilité au-delà de 190 °C et qui n'est pas présent dans le modèle. La compréhension de ce comportement nécessite une analyse plus poussée, en particulier pour permettre de développer des systèmes qui doivent fonctionner idéalement à des températures avoisinantes ou supérieures à 200 °C.

3.3.2 Résistivité spécifique de contact

La résistance rencontrée par les porteurs de charge lors du passage du semiconducteur au métal est généralement caractérisée par une résistivité spécifique de contact (ρ_c en $\Omega\ cm^2$). Celle-ci dépend de la température et peut être déduite des mesures issues de la méthode des longueurs de transfert circulaire (MLTC). Son extraction a été réalisée avec l'approche originale qui inclut la propagation d'incertitude de mesure par une méthode de Monte Carlo détaillée dans la section 2.4.3. Un modèle empirique est également présenté et comparé aux données expérimentales.

Équations empiriques

La résistivité spécifique de contact peut être décrite par des équations empiriques qui dépendent de la température [94]. Dans le cas d'un matériau fortement dopé ($N_D = 10^{19}$ cm^{-3}), la barrière d'énergie est suffisamment fine pour que les porteurs puissent passer à travers par effet tunnel. Dans ce cas, la résistance spécifique de contact s'exprime [94] :

$$\rho_c = C_2 \rho_1 exp\left(\frac{q\phi_B}{E_{00}}\right) \tag{3.7a}$$

$$\rho_1 = \frac{k_b}{qA^*T} \tag{3.7b}$$

où ϕ_B est la hauteur de la barrière de potentiel entre le métal et le semiconducteur [157], C_2 est une constante qui est fonction du dopage (N_D), T est la température, A^* est la constante de Richardson, q est la charge électrique élémentaire et k_b est la constante de Boltzmann. Cette équation découle directement de la relation de courant-tension d'une barrière Schottky. La

constante de Richardson (A^*) s'exprime comme [94, 158] :

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k_b^2}{h^3} = 120\frac{m^*}{m_0} \tag{3.8}$$

où m_0 est la masse d'un électron au repos, m^* la masse effective d'un porteur de charge lors du processus d'effet tunnel et h la constante de Planck. L'énergie E_{00} quant à elle caractérise le processus d'effet tunnel [158] :

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi}\sqrt{\frac{N_D}{m^*\varepsilon_r\varepsilon_0}} \tag{3.9}$$

où ε_r est la constante diélectrique et ε_0 est la permittivité du vide. Augmenter le dopage (N) conduit à la hausse de l'énergie caractéristique d'effet tunnel (E_{00}, équation 3.9). En effet, la différence des travaux de sortie entre les matériaux augmente avec le dopage mais la largeur spatiale de la barrière diminue et conduit donc à la diminution de la résistance spécifique d'interface. Le ratio k_bT/E_{00} quant à lui représente la proportion de porteurs passant par-dessus la barrière d'énergie ϕ_B (par émission thermionique) par rapport à ceux traversant la barrière par effet tunnel. Pour des matériaux fortement dopés ce facteur est très faible devant 1 et l'effet tunnel est prédominant. Plus ce rapport se rapproche de l'unité plus l'émission de porteurs au dessus de la barrière vient s'ajouter à l'émission par effet tunnel.

Mesures de la résistivité spécifique de contact (ρ_c) en fonction de la température

Les mesures de la résistivité spécifique de contact ont été réalisées par la méthode des longueurs de transfert circulaire (MLTC) sur la couche de cap de la cellule ($N_D = 10^{19}$). Les échantillons de dimensions 1x1 cm^2 ont été fabriqués selon les procédés décrits dans la section 2.4.3. La régulation de la température de 27 à 200 °C a été assurée par le système de chauffe et de contrôle de la température décrit dans la section 3.1.1.

Une première analyse porte sur une métallisation composée d'un alliage d'or, de germanium et de nickel (AuGeNi) d'épaisseur 250 nm. Le motif utilisé pour la méthode des longueurs de transfert circulaire correspond à celui utilisé dans les travaux de thèse de A. Vauthelin [112]. Il se compose de 5 anneaux de diamètre extérieur 400 μm et de largeur 12, 16, 27, 42 et 58 μm. La figure 3.12 présente le résultat des mesures (cercles) et du modèle (ligne rouge) de résistance spécifique de contact (ρ_c) en fonction de la température allant de 25 jusqu'à 200 °C.

Les valeurs de résistivité spécifique de contact obtenues sont comprises entre $3,17 \pm 0,05\ 10^{-4}\ \Omega\ cm^{-2}$ et $2,30 \pm 0,03\ 10^{-4}\ \Omega\ cm^{-2}$. Le premier constat est qu'elles sont élevées par rapport aux valeurs issues de la littérature $\sim 10^{-6}\ \Omega\ cm^{-2}$ [95].

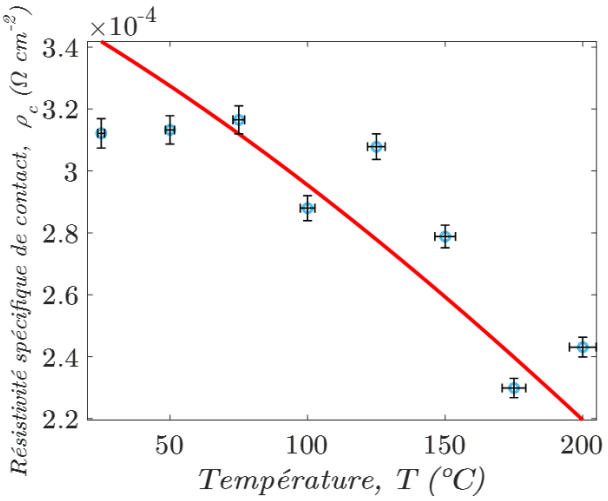


FIGURE 3.12 - *Résistivité spécifique de contact (ρ_c) pour une métallisation composée d'un alliage d'or, de germanium et de nickel (AuGeNi) d'épaisseur 250 nm sur un échantillon d'arséniure de gallium dopé p ($Nd = 10^{19} cm^{-3}$) en fonction de la température. Comparaison des données extraites des mesures expérimentales par la méthode des longueurs de transfert circulaire (MLTC, cercles) avec le modèle (ligne rouge) pour valeur des paramètres : $N_D = 10^{19}\ cm^{-3}$, $m_t^*/m_0 = 0,06$ et $\phi_B = 1,3\ eV$.*

La diminution de la résistivité spécifique de contact lorsque la température croît est en accord avec les résultats des travaux de Perl et al. [84]. Une explication possible est que l'élévation de la température qui mène à l'accroissement de l'énergie des porteurs (k_bT), conduit à l'augmentation du nombre de porteurs passant par-dessus la barrière d'énergie. Ce mécanisme vient alors s'ajouter au mécanisme d'effet tunnel. Dans le cas de notre cellule avec une couche de cap en arséniure de gallium de dopage (N_D) $10^{19}\ cm^{-3}$, le calcul de l'énergie qui caractérise le processus d'effet tunel (E_{00}) donne 0,06 eV. En comparaison, l'énergie des porteurs (k_bT) vaut 0,026 eV à 25 °C et augmente jusqu'à 0,04 eV à 200 °C. Le rapport entre ces deux énergies croît de 0,4 à 0,7 entre 25 et 200 °C. On peut en conclure que le mécanisme de passage de porteurs par-dessus la barrière augmente en fonction de la température, ce qui conduit à la diminution de la résistance spécifique de contact. Ce résultat sous-entend que la contribution relative de la résistance spécifique de contact (ρ_c) aux résistances séries globale diminue lorsque la température croît.

D'après le modèle on observe que l'expression de la résistivité spécifique de contact (Équation 3.7) est fonction de la température (T), de la masse effective d'un porteur de charge lors du processus d'effet tunnel (m^*), du niveau de la barrière (ϕ_B) et du dopage de la couche (N_A). Les valeurs de ces paramètres ont été extraites par la résolution du problème d'ajustement entre les données expérimentales obtenues par la méthode des longeurs de transfert circulaire (MLTC) et l'équation 3.7 (fonction « lscurvefit » de Matlab). Les valeurs de ces paramètres

obtenus par ajustement sont : $N_D = 10^{19}\ cm^{-3}$, $m_t^*/m_0 = 0,06$ et $\phi_B = 1,3$ eV. La valeur de la masse effective d'un porteur de charge lors du processus d'effet tunnel pour des trous dans de l'arséniure de gallium extraite correspond aux valeurs calculées par Somaia Sarwat et al. [159]. La hauteur de barrière quant à elle correspond à la valeur d'une hauteur de barrière idéale d'un dépôt d'or sur de l'arséniure de gallium (1,2 eV [94, 160]).

La forte résistivité spécifique de contact obtenue pour l'alliage d'or, de germanium et de nickel (AuGeNi) déposé sur l'arséniure de gallium dopé p ($N_D = 10^{19}\ cm^{-3}$), nous a poussé à étudier une autre métallisation. De plus, l'étape de recuit thermique des contacts pour une métallisation sans couche barrière à la diffusion de l'or a révélé l'apparition d'aspérités structurelles (points sombres) et conduit à la détérioration du contact des cellules lors des mesures. Une supposition est que l'origine de ces aspérités est la formation de complexe d'or et de gallium (AuGa) due à la migration de l'or qui conduit à la libération d'arsenic à la surface du contact et sa désorption [96]. Cette faible morphologie rend également difficile la fabrication de motifs à l'échelle micrométrique comme pour la grille de contact en face avant de la cellule.

L'ensemble de ces éléments a poussé notre choix sur une tri-couche de titane, de platine et d'or (Ti/Pt/Au, 20/30/200 nm), pour laquelle le titane joue un rôle de couche d'accroche et le platine le rôle de couche barrière afin de limiter la diffusion de l'or. Les échantillons ont été réalisés sur la couche de cap de la cellule issue d'une seconde épitaxie, utilisée pour l'ensemble des résultats présentés par la suite et pour laquelle la couche de cap a été plus fortement dopée ($N_D = 1,5\ 10^{19}\ cm^{-3}$) afin d'assurer un meilleur contact ohmique. Le motif utilisé pour la méthode des longueurs de transfert circulaire (MLTC) correspond au masque composé de 20 anneaux présenté dans la section 2.3.4. La figure 3.12 présente l'évolution des paramètres extraits des mesures par la méthode des longueurs de transfert circulaire en fonction de la température allant de 27 jusqu'à 200 °C.

Les résultats de la méthode des longueurs de transfert circulaire montrent une résistance spécifique de contact plus faible et aucune dégradation à plus haute température pour la métallisation composée de la tri-couche de titane, de platine et d'or déposée sur de l'arséniure de gallium dopé p (Figure 3.13). Les valeurs de résistivité spécifique de contact obtenues sont comprises entre $3,01 \pm 0,24\ 10^{-6}\ \Omega\ cm^{-2}$ et $2,28 \pm 0,22\ 10^{-6}\ \Omega\ cm^{-2}$. Une légère réduction de la résistivité spécifique du contact est également observée lorsque la température augmente. Ce résultat se compare également bien avec la modélisation (Équation 3.7) avec pour valeur des paramètres : $N_D = 1,5\ 10^{19}\ cm^{-3}$, $m_t^*/m_0 = 0,07$ et $\phi_B = 1,2$ eV. Ce résultat montre que l'augmentation du dopage est la principale source de réduction de la valeur de la résistivité spécifique de contact à température ambiante.

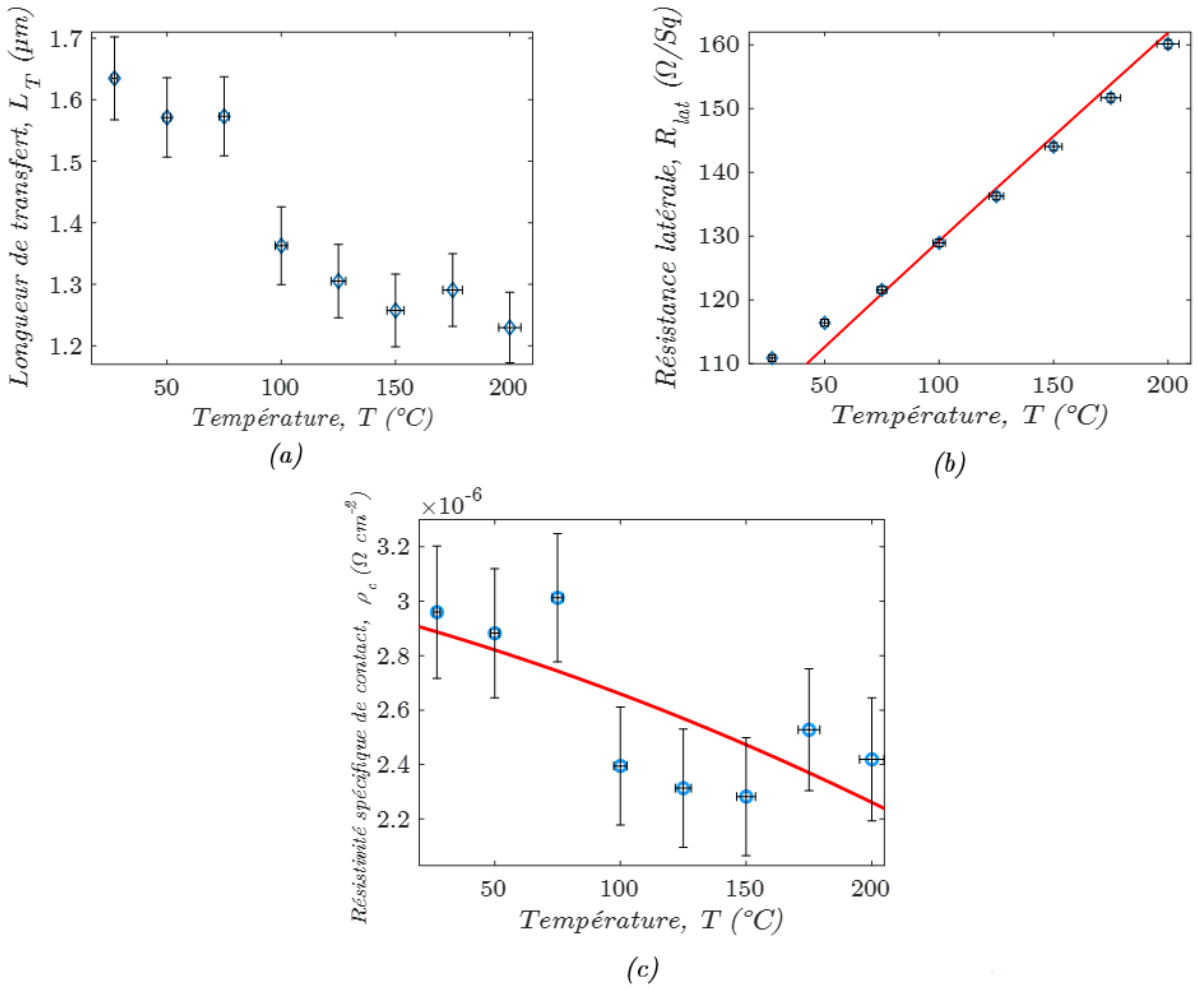


FIGURE 3.13 - *Paramètres extraits par la méthode des longueurs de transfert circulaire (MLTC) pour une métallisation composée d'une tri-couche de titane, de platine et d'or (Ti/Pt/Au, 20/3/200 nm) sur un échantillon d'arséniure de gallium dopé p ($N_D = 1,5\ 10^{19} cm^{-3}$) en fonction de la température : (a) longueur de transfert L_T, (b) résistance latérale R_{lat} et (c) résistivité spécifique de contact ρ_c. Comparaison des données expérimentales extraites des mesures (bleu) avec la modélisation (ligne rouge).*

En parallèle, la résistance latérale (R_{lat}) augmente presque linéairement de 110,9 à 160,1 Ω/□ pour une température allant de 27 à 200 °C. La résistivité de la couche augmente proportionnellement à la diminution de la mobilité et elle peut être obtenue à partir des équations 2.8 et 2.11a. La résistance latérale est alors calculée à l'aide de l'équation 2.11b. Le dopage et l'épaisseur de la couche sont extraits en faisant varier les paramètres de l'équation 2.11b pour s'ajuster aux données expérimentales obtenues par la méthode des longueurs de transfert (MLTC). Les valeurs extraites par cette méthode sont : $e = 300\ nm$ et $N_D = 2,5\ 10^{19}\ cm^{-3}$. L'évolution de la résistance latérale calculée en fonction de la température est représentée en rouge sur la figure 3.13b. La valeur du dopage et de l'épaisseur effective extraite est surévaluée. Ce résultat

peut s'expliquer étant donné que la caractérisation du contact est réalisée sur un échantillon d'épitaxie de la cellule. La résistance latérale est donc extraite d'une couche qui n'est pas déposée sur un isolant et qui peut donc conduire à des lignes de champ hors de la couche à caractériser.

3.3.3 Caractérisation optique des matériaux qui composent la cellule

Les différentes méthodes de caractérisations optiques des matériaux qui composent la cellule développées dans le chapitre précédent (Section 2.4), permettent de déterminer les indices complexes de réfraction et d'extinction (n et k, respectivement) et les durées de vie radiative des matériaux.

Mesures d'ellipsométrie en fonction de la température

L'ensemble des mesures d'ellipsométrie a été réalisé à l'institut Pprime de Poitiers. Les mesures ont été effectuées sur un échantillon de substrat d'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé (NID), deux échantillons d'arséniure de gallium, l'un dopé n ($N_D = 5,02\ 10^{18}$ cm^{-3}) et le second dopé p ($N_A = 1,65\ 10^{18}$ cm^{-3}) et un échantillon d'arséniure d'aluminium-gallium dopé p ($Al_{0,4}Ga_{0,6}As$, $N_A = 10^{18}$ cm^{-3}). L'aire des échantillons est égale à 1,5x1,5 cm^2 et ils sont composés d'un dépôt d'épaisseur 1 μm sur un substrat d'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé (NID) d'épaisseur 350 μm. La couche d'arséniure d'aluminium-gallium est protégée de l'oxydation par le dépôt en surface d'une couche de 30 nm d'arséniure de gallium. Les différents échantillons sont issus de wafers épitaxiés par le LAAS à Toulouse. Les valeurs d'épaisseurs et de dopages ont été déduites de mesures également réalisées au LAAS par diffraction de rayons X (DRX) et mesures d'effet Hall, respectivement.

Mesures des indices optiques des échantillons en arséniure de gallium

Les mesures des indices optiques ont été réalisées pour des températures allant de 25 jusqu'à 200 °C avec un pas de 25 °C sous flux d'azote et une plage de longueurs d'onde comprises entre 211 à 1700 nm avec une résolution de 1 nm. Les mesures par ellipsométrie réalisées sur des échantillons d'arséniure de gallium sont présentées sur la figure 3.15. Elles ont révélé que le dopage de l'échantillon p n'était pas suffisant pour observer des modifications des indices optiques complexes par rapport à ceux du substrat non-intentionnellement dopé.

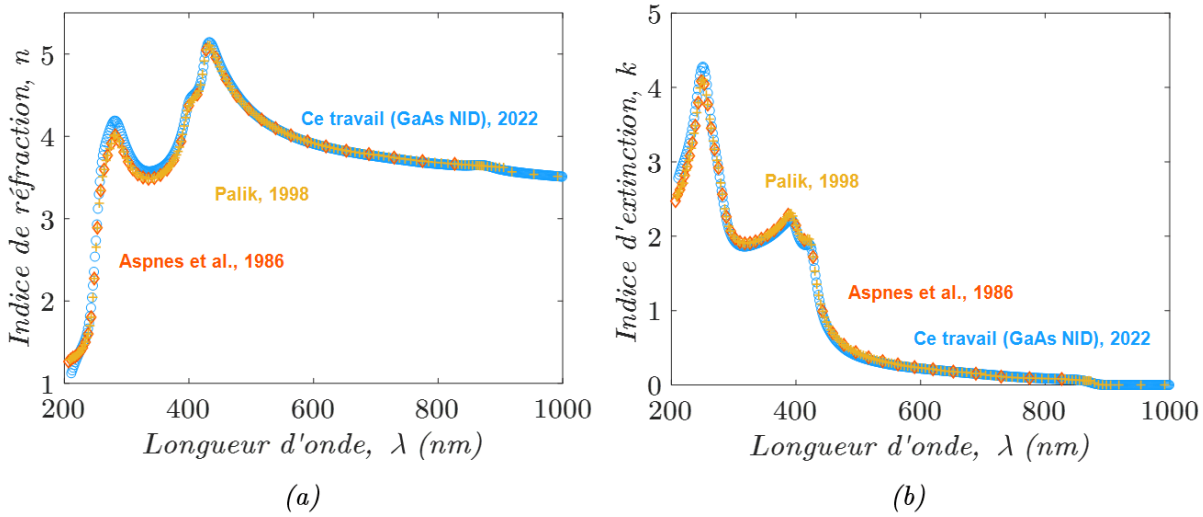


FIGURE 3.14 - *Comparaison des mesures de (a) l'indice de réfraction (n) et (b) d'extinction (k) du substrat d'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé à la température de 25 °C avec les mesures issues de la littérature : Aspnes et al. [125] (losanges) et de Palik [118] (croix).*

À température ambiante ($T = 25$ °C), les indices de réfraction (n) et d'extinction (k) du substrat non-intentionnellement dopé présentent une différence inférieure à 4 % par rapport aux données issues des travaux de Aspnes et al. [125] et de Palik [118] sur l'ensemble de la plage de longueurs d'onde d'étude (Figure 3.14). Cette différence se situe principalement au niveau du pic aux environs de la longueur d'onde de 280 nm et dans la courbure jusqu'à 400 nm.

La figure 3.15 présente l'évolution des indices de réfraction (n) et d'extinction (k) du substrat d'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé (NID) et de l'échantillon dopé n pour les températures allant de 25 à 200 °C avec un pas de 25 °C. On observe que les valeurs obtenues pour l'échantillon dopé n sont environ 1 % plus faibles que celles mesurées pour l'échantillon non-intentionnellement dopé au niveau des différents pics. De plus, on observe un décalage vers les longueurs d'onde plus courtes des indices de l'arséniure de gallium dopé n, en particulier au niveau de l'énergie de bande interdite.

Comme attendu, l'augmentation de la température conduit à la réduction de l'énergie de bande interdite, i.e. un décalage du front de l'indice d'extinction (k) vers des longueurs d'onde plus grandes. Tout comme pour la réponse spectrale, on peut extraire l'énergie de bande interdite lorsque la dérivée seconde de l'indice d'extinction (k) est nulle. Il est important de noter que les différents pics aux longueurs d'onde de 250 nm (5 eV) et aux environs de 400 nm, correspondent aux énergies de bande interdite des transitions indirectes de l'arséniure de gallium (E_X et E_L [115], respectivement).

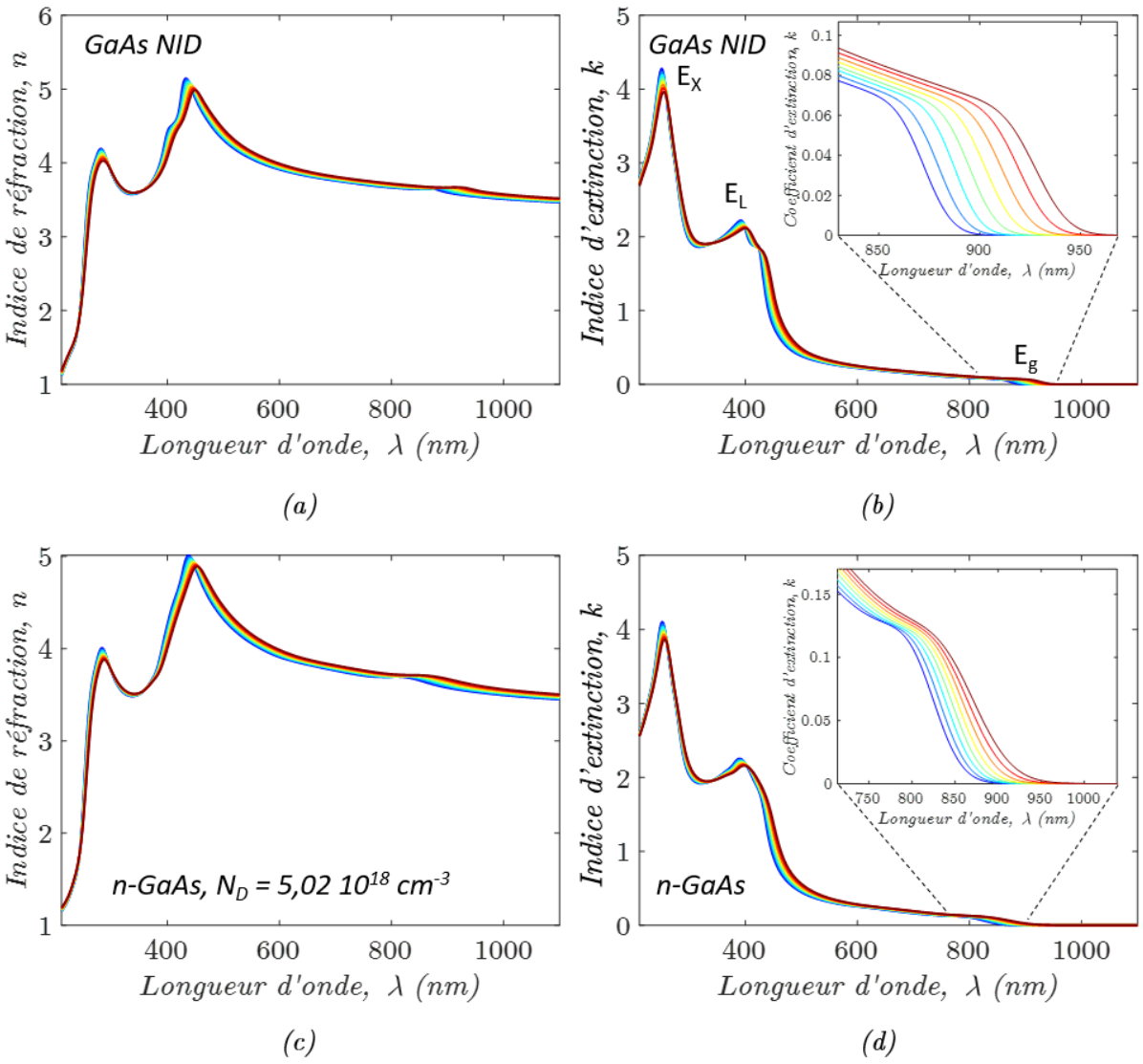


FIGURE 3.15 - *Mesures de (a) l'indice de réfraction (n) et (b) d'extinction (k) du substrat d'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé pour les températures allant de 25 (courbe bleue) à 200 °C (courbe marron) avec un pas de 25 °C (autres couleurs). Mesures de (c) l'indice de réfraction (n) et (d) indice d'extinction (k) de l'arséniure de gallium dopé n ($N_D = 5,02\ 10^{18}\ cm^{-3}$).*

La figure 3.16 compare l'évolution en fonction de la température des différentes énergies de bandes interdites directes et indirectes pour l'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé (NID) et l'échantillon dopé n avec l'équation de Varshni [87] en utilisant les paramètres de Vurgaftmann et al. [88]. Pour l'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé, on observe une correspondance entre le modèle et les données expérimentales (Figure 3.16a). Au niveau de la vallée *L*, l'énergie de transition est difficilement extractible. En effet, l'augmentation de la température conduit à l'augmentation des vibrations du cristal et à l'élargissement

des transitions optiques qui conduisent au chevauchement des deux pics aux environs de 400 nm [161].

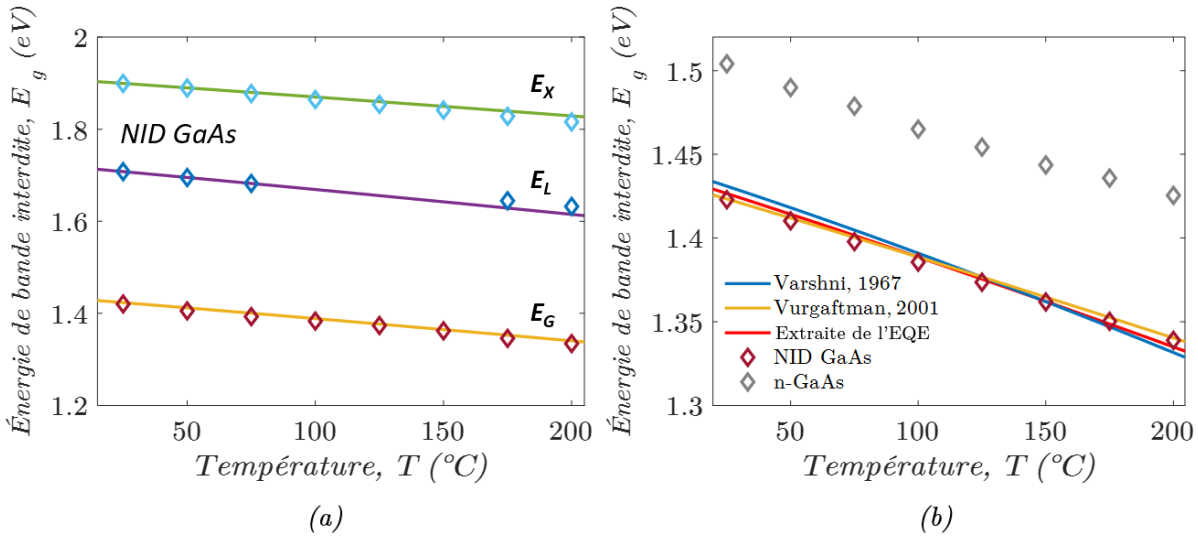


FIGURE 3.16 - *(a) Évolution en fonction de la température des énergies de bande interdite directes (E_g) et indirectes (E_X et E_L) pour l'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé (NID) extraites des données d'éllipsométrie (losanges) et comparées à l'équation de Varshni [87] avec les paramètres de Vurgaftmann et al. [88] (lignes). (b) Évolution en fonction de la température de l'énergie de bande interdite (E_g) de l'arséniure de gallium NID et dopé n comparée aux différents modèles [87, 88] et valeurs extraites des données expérimentales de réponse spectrale (ligne rouge).*

On observe sur la figure 3.16b que le front d'absorption pour l'arséniure de gallium dopé n correspond à des longueurs d'onde plus faibles que pour le matériau non-intentionnellement dopé. L'augmentation de l'énergie de transition interbande en fonction du dopage de l'arséniure de gallium dopé p n'a pas été étudiée [162, 163]. L'augmentation du dopage (en électron) peut conduire au remplissage de certains états proches de la bande de conduction. Le niveau de Fermi se retrouve alors supérieur au niveau de la bande de conduction (états occupés), ce qui mène à une augmentation de l'énergie de transition interbande. Ce décalage observé sur la figure 3.16b (losanges gris) et pour des dopages supérieurs à 10^{18} cm^{-3} [162, 163] est plus connu sous le nom d'effet Burstein-Moss [164, 165].

Pour la cellule, le dopage de la base (dopée n, N_D=10^{17} cm^{-3}) est toutefois bien inférieur à 10^{18} cm^{-3} pour voir apparaître une augmentation de l'énergie de transition interbande. En effet, le comportement optique de la cellule (ligne rouge sur la figure 3.16b) correspond aux propriétés optiques de l'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé.

Mesures des indices optiques de l'échantillon en arséniure d'aluminium-gallium

Les mesures d'ellipsométrie ont également été réalisées sur un échantillon d'arséniure d'aluminium-gallium avec un ratio d'aluminium identique à celui de la couche fenêtre ($x = 0,4$). Cependant, nous avons été confrontés au problème de l'absorption du flux lumineux incident par la couche de protection en arséniure de gallium. Bien que la couche de protection en arséniure de gallium ne fasse que 30 nm d'épaisseur, la majorité des indices optiques déduit des mesures d'ellipsométrie, en particulier pour les longueurs d'onde inférieures à 500 nm, correspondent à l'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé. Malgré cela, les données au-delà de 500 nm sont exploitables et plus spécifiquement au niveau de l'énergie de bande interdite de l'arséniure d'aluminium-gallium. À 25 °C, les données mesurées sur la gamme de longueurs d'onde de 500 à 1700 nm sont en parfait accord avec les données issues des travaux de Aspnes et al. [125] (Figure 3.17).

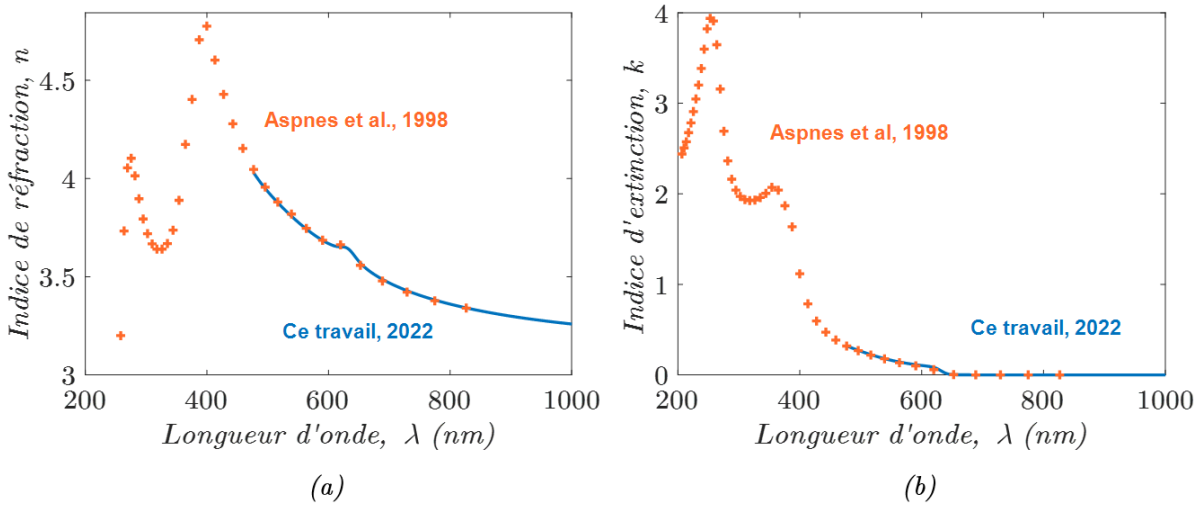


FIGURE 3.17 - *Comparaison des mesures de (a) l'indice de réfraction (n) et (b) d'extinction (k) de l'échantillon d'arséniure d'aluminium-gallium ($Al_{0,4}Ga_{0,6}As$) dopé p ($N_A = 10^{18}$ cm^{-3}) à la températures de 25 °C avec les mesures issues des travaux d'Aspnes et al. [125] ($Al_{0,419}Ga_{0,581}As$, croix).*

Nous avons ainsi choisi de compléter nos mesures expérimentales manquantes pour les longueurs d'onde inférieures à 500 nm par les valeurs des indices optiques expérimentaux obtenus par Aspnes et al. [125] (fixes en fonction de la température). La figure 3.18 présente l'évolution des indices optiques utilisés dans notre modèle en fonction de la température.

Les observations pour l'arséniure d'aluminium-gallium sont similaires à celle pour l'arséniure de gallium. Les indices optiques se décalent vers la gamme des longueurs d'onde plus élevées (i.e. diminution de E_g). Dans notre première approche de modélisation d'une cellule de référence (Section 2.2.2), nous avons utilisé pour l'arséniure d'aluminium-gallium un

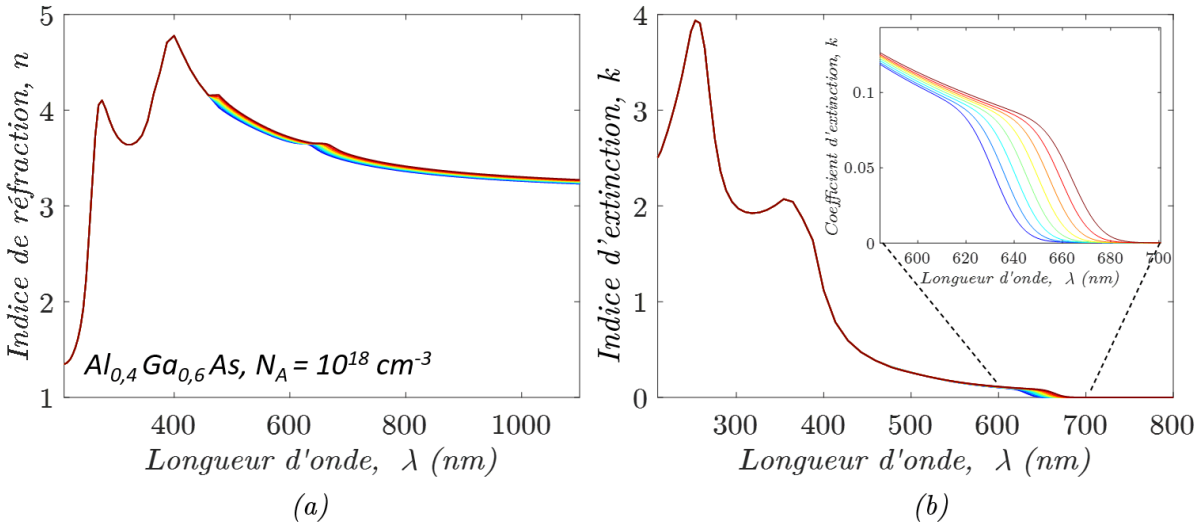


FIGURE 3.18 - *Mesures (a) de l'indice de réfraction (n) et (b) de l'indice d'extinction (k) de l'échantillon d'arséniure d'aluminium-gallium ($Al_{0,4}Ga_{0,6}As$) dopé p pour les températures de 25 (courbe bleue) à 200 °C (courbe marron) avec un pas de 25 °C (autres couleurs).*

modèle de calcul d'énergie de bande interdite (Équation 2.4) indépendant des variations de la température. Pour un alliage ternaire $A_xB_{1-x}C$ (comme l'$Al_xGa_{1-x}As$), ses propriétés peuvent généralement être obtenues à partir de l'interpolation linéaire des paramètres des matériaux binaires *AC* (AlAs) et *BC* (GaAs) en utilisant la loi de mélange empirique de Vegard [166] :

$$E_{g,A_xB_{1-x}C}(x) = xE_{g,AC} + (1-x)E_{g,BC} - x(1-x)C \tag{3.10}$$

où *C* est une constante de courbure qui tient compte des déviations de l'interpolation linéaire dues aux désordres du réseau résultant de la présence de différents cations. Les valeurs des paramètres sont tirées de la publication de Gonzalez-Cuevas et al. [166].

La dépendance en fonction de la température peut être ajoutée en considérant l'évolution de l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium (GaAs) et de l'arséniure d'aluminium (AlAs) décrite par l'équation de Varshni (Équation 1.8). Les paramètres de Varshni sélectionnés sont extraits des mesures expérimentales de réponse spectrale pour l'arséniure de gallium (Figure 3.8) et issus de Vurgaftman et al. [88] pour l'arséniure d'aluminium. L'équation 3.10

peut ainsi s'écrire :

$$E_{g,Al_xGa_{1-x}As}(x,T) = x\left(E_{g,AlAs}(0K) - \frac{\alpha_{AlAs}T^2}{T+\beta_{AlAs}}\right) + (1-x)\left(E_{g,GaAs}(0K) - \frac{\alpha_{GaAs}T^2}{T+\beta_{GaAs}}\right) - x(1-x)C \quad (3.11)$$

où α et β sont les paramètres de l'équation de Varshni. L'énergie de bande interdite expérimentale (E_g) peut quant à elle être déterminée en recherchant la longueur d'onde où la dérivée seconde de la mesure de l'indice d'extinction (k) est nulle. La figure 3.19 montre la comparaison de l'évolution de l'énergie de bande interdite extraite des mesures d'ellipsométrie avec le modèle (Équation 3.11). On observe que l'évolution de l'énergie de bande interdite expérimentale est en accord avec le modèle sur l'ensemble de la plage de température de cette étude. Ces résultats pourraient également être comparés aux travaux de Lourenço et al. [167] qui présentent deux autres modèles de dépendance en fonction de la température de l'énergie de bande interdite de l'arséniure d'aluminium gallium.

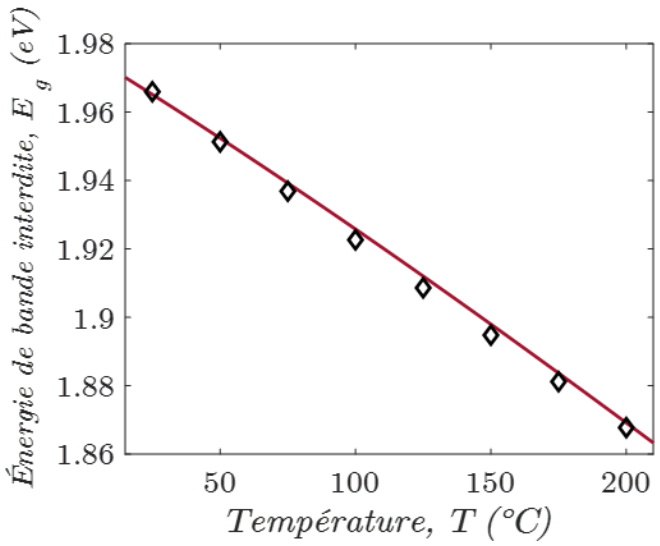


FIGURE 3.19 - *Évolution de l'énergie de bande interdite de l'arséniure d'aluminium-gallium ($Al_{0,4}Ga_{0,6}As$) en fonction de la température. Valeurs extraites des mesures d'ellipsométrie (losanges), comparées au modèle (Équation 3.11, ligne marron) utilisant les paramètres de Varshni de l'arséniure de gallium extraits des mesures de la réponse spectrale (ligne rouge sur la figure 3.8) et issus de Vurgaftman et al. [88] pour l'arséniure d'aluminium.*

3.3.4 Durées de vie des porteurs minoritaires

La durée de vie est un paramètre important lié au taux de recombinaison total, qui a un impact fort sur les performances des cellules solaires. Son évolution en fonction de la température doit être connue.

Coefficient de recombinaisons radiatives

La recombinaison radiative est le processus par lesquel un électron se recombine directement avec un trou en créant un photon. Ce processus est également appelé recombinaison de bande à bande et joue un rôle prépondérant pour les semiconducteurs à gap direct comme l'arséniure de gallium, comparativement aux semiconducteurs à gap indirect.

Une estimation théorique du taux de recombinaison radiative (R_{rad} en $cm^{-3}s^{-1}$) a été donnée pour la première fois par van Roosbroeck et Shockley [123] en appliquant le principe de l'équilibre détaillé. À l'équilibre, où les populations d'électrons et de trous sont définies par la température, le taux de recombinaisons est égal au taux de génération thermique. Varshni [117], en intégrant sur toutes les fréquences, donne le nombre total de recombinaisons par unité de volume par seconde :

$$R_{rad} = \frac{32\pi^2 k_b^4 T^4}{c^3 h^4} \int_0^\infty \frac{k(h\nu) n(h\nu)^2 u^3}{e^u - 1} du \tag{3.12a}$$

$$u = \frac{h\nu}{k_b T} \tag{3.12b}$$

où k_b est la constante de Boltzmann, h est la constante de Planck, c est la célérité de la lumière, n et k, sont l'indice de réfraction et d'extinction spectral, respectivement et ν est la fréquence correspondant à la longueur d'onde. Le coefficient de recombinaisons radiatives (B en $cm^3\ s^{-1}$) pour un matériau non-intentionnellement dopé dépend de la densité intrinsèque de charges (n_i) et est alors donné par [117] :

$$B_{rad} = \frac{R_{rad}}{n_i^2} \tag{3.13a}$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{\frac{-E_g}{2k_b T}} \tag{3.13b}$$

où N_c et N_v sont les densités effectives d'états dans la bande de conduction et de valence, respectivement. Pour finir, pour un matériau dopé, la durée de vie radiative des porteurs

minoritaires peut alors s'exprimer :

$$\tau_{rad} = \frac{1}{B_{rad}N} \tag{3.14}$$

où τ_{rad} est la durée de vie radiative en s et N est le dopage des porteurs majoritaires. On note que la densité intrinsèque de porteurs de charge (n_i) dépend de la température de même que les indices complexes (Section 3.3.3). L'évolution de la durée de vie des porteurs minoritaires est donc incertaine lorsque la température augmente (Équations 3.12a, 3.13 et 3.14).

À partir des équations 3.12 et 3.13 et des indices optiques complexes (n et k) du substrat d'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé en fonction de la température (Section 3.3.3) mesurés par ellipsométrie, nous avons pu déterminer l'évolution du coefficient de recombinaisons radiatives (B_{rad}) et ainsi de la durée de vie correspondante (Figure 3.20). À température ambiante ($T = 25\ °C$) le coefficient de recombinaisons radiatives (B_{rad}) extrait est de $7,15\ 10^{-10}\ cm^3\ s^{-1}$ très proche de la valeur de $7,21\ 10^{-10}\ cm^3\ s^{-1}$ calculée par Varshni [117].

Les recombinaisons radiatives diminuent avec l'augmentation de la densité de charge intrinsèque (Équation 3.12 et 3.13). On peut voir que l'impact de l'augmentation du carré de la densité intrinsèque de porteurs de charge (n_i^2) est presque totalement compensée par les variations des indices optiques complexes (n et k) et le déplacement de l'énergie de bande interdite vers les longueurs d'onde plus élevées (Équation 3.12). L'évolution des ces paramètres conduit à la diminution du coefficient de recombinaisons radiatives (B_{rad}) qui conduit à l'augmentation de la durée de vie des porteurs minoritaires (Figure 3.20b).

Ce résultat est en accord avec les travaux de Perl et al. [31] (Figure 3.21a) qui présentent l'augmentation de la durée de vie radiative des porteurs minoritaires lorsque la température croît. Ils extraient la durée de vie radiative de mesures de photoluminescence résolue en temps (PLRT) sur une structure complète de cellule solaire en arséniure de gallium de type p. Ils ajustent un modèle de recombinaison pour déterminer la contribution relative de chaque type de recombinaisons. Les recombinaisons radiatives ont été exprimées comme un facteur indépendant de la température (C_{rad}) et une puissance de la température ($\tau_{rad}\ \alpha\ C_{rad}T^{1,5}$). Les dopages annoncés sont de 10^{18} et $10^{17}\ cm^{-3}$ pour l'émetteur et la base de leur cellule, respectivement. On constate que la durée de vie extraite par leur modèle est supérieure d'un facteur 2 à 20 aux valeurs de durée de vie calculées à partir du coefficient de recombinaison (B_{rad}) (Figure 3.21a).

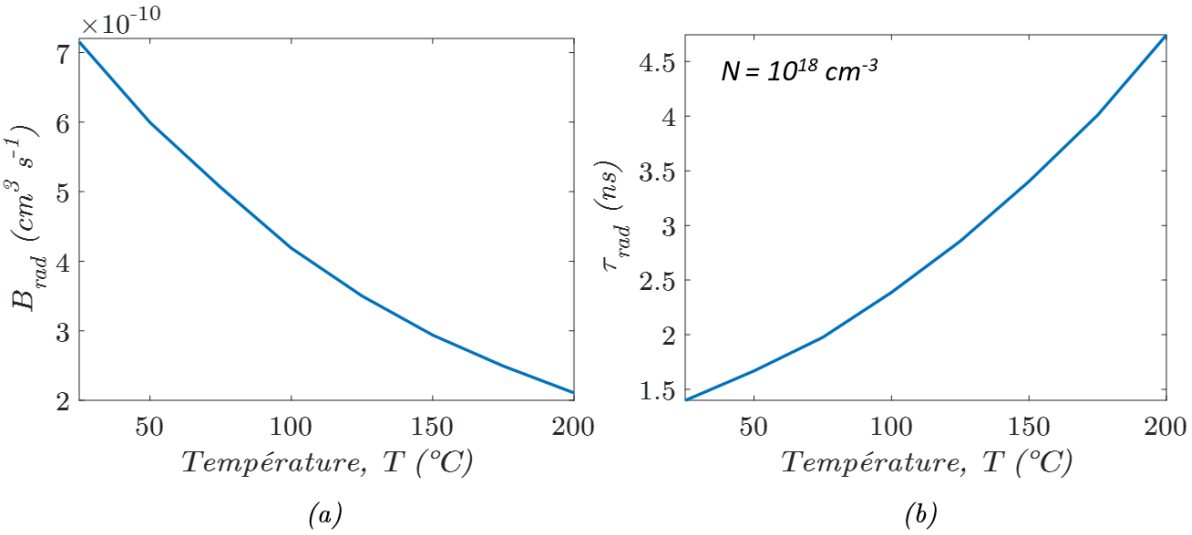


FIGURE 3.20 - *(a) Évolution du coefficient de recombinaisons radiatives (B_{rad}) calculé à partir des équations 3.12 et 3.13 et des indices optiques complexes (n et k) du substrat d'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé en fonction de la température. (b) Durée de vie des porteurs minoritaires calculée pour une concentration de porteurs majoritaires (N) égale à* 10^{18} cm^{-3}.

L'extraction d'une dépendance en loi de puissance à la température ($\tau_{rad} = C_{rad}T^{\alpha}$) de la durée de vie radiative calculée avec le coefficient de recombinaisons radiatives (B_{rad}, équation 3.14), donne un résultat compris entre $T^{1,6}$ et $T^{1,7}$ en fonction du dopage (Figure 3.21b). Ce résultat est similaire à celui utilisé dans le modèle présenté par Perl et al. [31] ($T^{1,5}$).

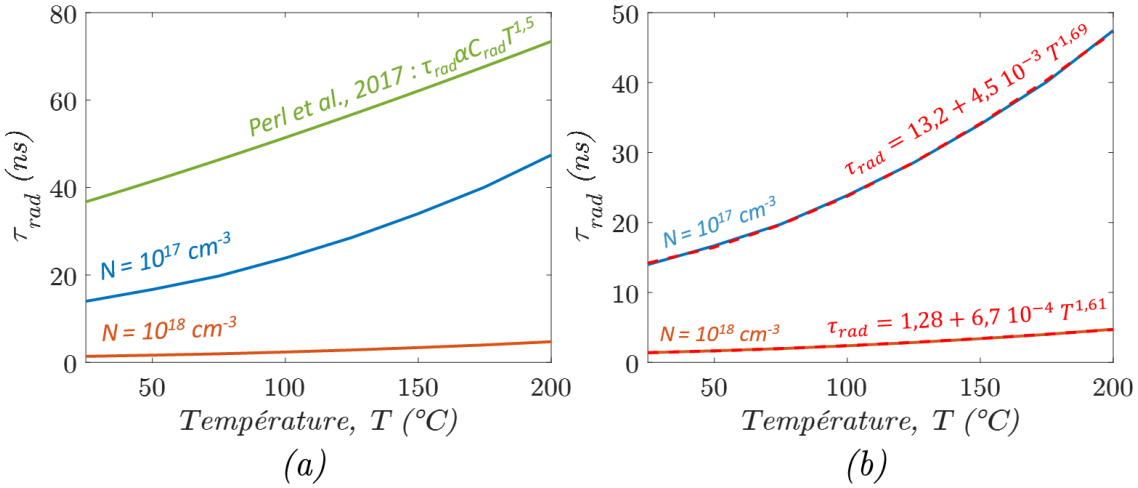


FIGURE 3.21 - *Évolution de la durée de vie radiative des porteurs minoritaires en fonction de la température (a) issue des travaux de Perl et al. [31] et calculée avec le coefficient de recombinaisons radiatives (B_{rad}, équation 3.14) pour une concentration de porteurs majoritaires (N) égale à* 10^{17} *et* 10^{18} cm^{-3}. *(b) Dépendance en loi de puissance de la durée de vie calculée à partir du coefficient de recombinaisons radiatives.*

Recombinaisons de Shockley-Read-Hall

Bien que secondaires pour un matériau à gap direct comme l'arséniure de gallium, les recombinaisons non radiatives évoluent également en fonction de la température. Les recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH) sont un mécanisme où les paires électron-trou se recombinent à partir d'impuretés ou des pièges profonds du réseau cristallin. Ils sont caractérisés par leur densité (N_T), leur niveau d'énergie (E_T) et les sections efficaces de capture (σ_n et σ_p pour les électrons et les trous, respectivement). L'énergie libérée lors de la recombinaison est dissipée par les vibrations du réseau cristallin (phonons). La durée de vie SRH peut ainsi s'exprimer [94] :

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_p(n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_n(p_0 + p_1 + \Delta p)}{p_0 + n_0 + \Delta n} \tag{3.15}$$

où n_1 et p_1 sont des variables dépendantes de la densité effective d'états [168] dans les bandes de conduction et de valence, respectivement.

L'évolution de la durée de vie Shockley-Read-Hall en fonction de la température est tirée des valeurs extraites des mesures de Perl et al. [31] ($\tau_{SRH} \sim 0,75\mu s$ à $\sim 0,45\mu s$, de 25 à 200 °C, respectivement).

Recombinaisons Auger

Les recombinaisons Auger sont également un autre mécanisme de recombinaison non radiative. Lors de ces recombinaisons, l'énergie et la quantité de mouvement du trou et de l'électron qui se recombinent sont transférées à un autre électron ou trou. La troisième particule est alors excitée à un niveau d'énergie plus élevé puis cède son énergie excédentaire sous forme de chaleur.

La durée de vie des charges (τ_{Aug}) dépend donc fortement des densités de porteurs [94] :

$$\tau_{Auger} = \frac{1}{C_p(p_0^2 + 2p_0\Delta n + \Delta n^2) + C_n(n_0^2 + 2n_0\Delta n + \Delta n^2)} \tag{3.16}$$

où C_p et C_n sont les coefficients de recombinaison Auger pour les trous et les électrons, respectivement. Pour l'arséniure de gallium à température ambiante, ces coefficients valent 10^{-30} cm^6s^{-1} [115]. Levinshtein et al. [115] donnent une valeur à 500 K (∼227 °C) de 10^{-29} cm^6s^{-1}. La valeur de ces coefficients en fonction de la température est ainsi prise comme une variation linéaire comprise entre ces deux valeurs. On notera que la durée de vie Auger des charges (τ_{Auger}) calculée pour un dopage de 10^{18} cm^{-3} décroit de ∼1 μs à 0,1 μs de 25 à 200 °C, respectivement. Ces valeurs sont plus élevées de plusieurs ordres de grandeurs par

rapport à la durée de vie radiative (τ_{rad}).

La durée de vie totale (τ) dépend de ces différents mécanismes de recombinaison. Elle est donc liée aux durées de vie de chaque processus de recombinaison [94] :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} \tag{3.17}$$

On observe que la durée de vie totale pour l'arséniure de gallium dépend au premier ordre de l'évolution en fonction de la température de la durée de vie radiative (τ_{rad} ~1 ns). Les durées de vie non radiatives Shockley-Read-Hall (τ_{SRH} ~0,75 à 0,45 μs) et Auger (τ_{Auger} ~1 à 0,1 μs) représentent quant à elles seulement quelques pourcents de la durée de vie totale.

Mesures de photoluminescence résolue en temps (PLRT)

En pratique, la mesure de la durée de vie peut être faite, par exemple, en utilisant des techniques de mesures de photoluminescence résolue en temps [94, 169]. Lors d'une mesure de photoluminescence, si on enlève soudainement la stimulation lumineuse, les porteurs en excès vont se recombiner jusqu'à ce que l'état d'équilibre soit à nouveau atteint. La décroissance du signal de photoluminescence en fonction du temps permet d'extraire la durée de vie de photoluminescence, qui toutefois, peut être inférieure [169] à la durée de vie réelle des porteurs minoritaires. La durée de vie de photoluminescence extraite étant fortement dépendante des effets du recyclage de photon [169].

Les mesures de photoluminescence résolues en temps ont été réalisées sur un échantillon d'arséniure de gallium dopé n ($N_D = 1,8\ 10^{18}\ cm^{-3}$) d'épaisseur $1\mu m$, déposé sur un substrat d'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé. Les mesures ont été réalisées à 25, 150 175 et 200 °C (Figure 3.22). Les durées de vie de photoluminescence (τ_i) sont extraites à l'aide d'un modèle à une et deux exponentielles à partir de l'équation suivante [169] :

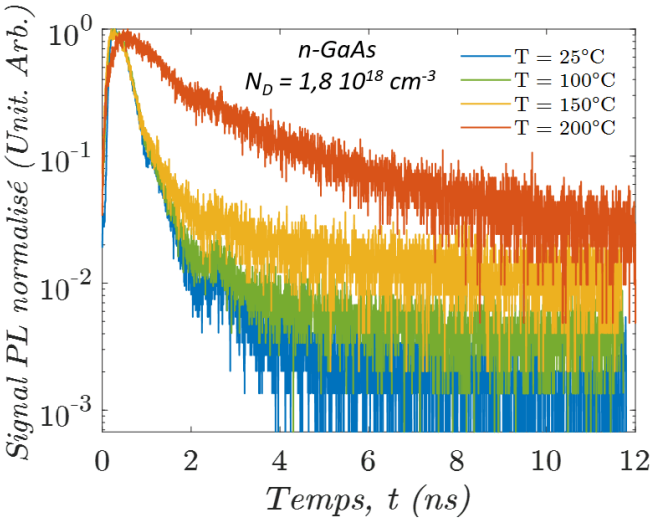
$$I(t,T), = \sum_{i=1}^{n} A_i e^{\frac{-t}{\tau_i}} \tag{3.18}$$

où n est égal à 1 et 2, pour les modèles à une exponentielle (1 Exp) et à deux exponentielles (2 Exp), respectivement. Ces modèles sont alors ajustés pour correspondre à la décroissance du signal de photoluminescence.

Globalement, on observe sur la figure 3.22b que la durée de vie extraite avec une exponentielle correspond à la deuxième durée de vie (τ_2) extraite du modèle à deux exponentielles. Ce

résultat met en évidence que la décroissance du signal peut être bien décrite par une simple décroissance exponentielle et une unique durée de vie.

Pour les résultats de la méthode à une exponentielle (1 Exp), la durée de vie de photoluminescence extraite augmente légèrement jusqu'à 150 °C (de 0,3626 à 0,4404 ns), puis est multipliée par 5 à 200 °C (2,0116 ns). Le constat est similaire pour la deuxième durée de vie (τ_2) extraite du modèle à deux exponentielles. Ces valeurs sont d'un ordre de grandeur inférieur à la durée de vie radiative calculée avec le coefficient de recombinaisons radiatives (Figure 3.23b) et de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux valeurs issues des travaux de Perl et al. [31] (Figure 3.21a).



(a)

$$I(t,T) = \sum_{i=1}^{n} A_i e^{\frac{-t}{\tau_i}}$$

T (°C)	25		100	
Paramètres	1 Exp	2 Exp	1 Exp	2 Exp
A_1	1532,9	42,67	1572,9	24,96
τ_1 (ns)	0,36	1,43	0,41	2,73
A_2		1506,8		1735,4
τ_2 (ns)		0,29		0,33

T (°C)	150		200	
Paramètres	1 Exp	2 Exp	1 Exp	2 Exp
A_1	536,78	18,66	168,08	62,66
τ_1 (ns)	0,44	3,08	2,0116	3,17
A_2		525,3		128,4
τ_2 (ns)		0,33		0,88

(b)

FIGURE 3.22 - *(a) Signal de photoluminescence résolu en temps (PLRT) normalisé par rapport au signal maximum, pour les températures de 25, 150, 175, 200 °C. (b) Paramètres extraits à l'aide d'une (1 Exp) et deux (2 Exp) exponentielles.*

Les durées de vie de photoluminescence extraites n'ont toutefois pas de significations physique clairement identifiées. Ces durées de vie caractérisent juste la façon dont l'énergie excédentaire apportée par l'excitation est perdue.

Comme évoqué précédemment, la durée de vie la plus courte dans l'arséniure de gallium est la durée de vie radiative. Pour une première approche, dans l'hypothèse que les recombinaisons radiatives soient dominantes, on a choisi de comparer la durée de vie de photoluminescence extraite (la plus courte) avec la durée de vie radiative (Figure 3.23b) obtenue à partir du coefficient de recombinaisons radiatives expérimental (B_{rad}) et de l'équation 3.14.

On constate que les valeurs calculées de la durée de vie radiative (τ_{rad}) pour un dopage de $1,8\ 10^{18}\ cm^{-3}$ sont élevées (de 0,8 à 2,6 ns, à 25 et 200 °C, respectivement) par rapport aux durées de vies mesurées (de 0,3 et 0,9 ns, à 25 et 200 °C, respectivement). Par ajustement du dopage par rapport aux données expérimentales on extrait également un dopage de $5,5\ 10^{18}\ cm^{-3}$ (courbe jaune sur la figure 3.23b).

On peut émettre l'hypothèse que cette différence est due à la présence d'autres mécanismes de recombinaison non-radiatifs qui sont négligés dans cette approche (Auger, SRH et recombinaisons surfaciques). Pour connaître le sens physique de cette différence, il sera nécessaire d'approfondir ce travail et proposer un modèle qui décrit les différents mécanismes de recombinaison par rapport aux durées de vies extraites [31, 169].

En complément des mesures réalisées sur l'arséniure de gallium dopé n, on a réalisé des mesures de photoluminescence résolue en temps sur la cellule qui présentait les meilleures performances (Figure 3.23a). L'évolution de la durée de vie de photoluminescence de la cellule est en accord avec les valeurs de la durée de vie radiative calculée (τ_{rad}) pour un dopage de $1,8\ 10^{18}\ cm^{-3}$ (courbe orange sur la figure 3.23b). La durée de vie de photoluminescence de la cellule est donc comparable à la durée de vie radiative des porteurs dans l'émetteur ($N_A = 10^{18}\ cm^{-3}$). On peut émettre l'hypothèse que la durée de vie dans la cellule est donc fortement liée à l'émetteur.

Dans le cas de l'échantillon dopé n et de la cellule, on observe également un comportement particulier du signal de photoluminescence résolu en temps à 200 °C. En effet, le signal maximum est décalé dans le temps et la valeur de durée de vie de photoluminescence extraite diffère entre le modèle d'extraction à une et deux exponentielles (Figure 3.22b). Ce résultat s'ajoute à la chute de la mobilité des porteurs observée à la même température et obtenue par les mesures d'effet Hall (Section 3.3.1).

On peut conclure que les durées de vie extraites et leur évolution en fonction de la température sont cohérentes avec les durées de vie déduites des mesures d'ellipsométrie. Cependant, il est nécessaire d'établir un modèle d'analyse de ces différentes durées de vie afin de pouvoir comprendre leur comportement en particulier à 200 °C.

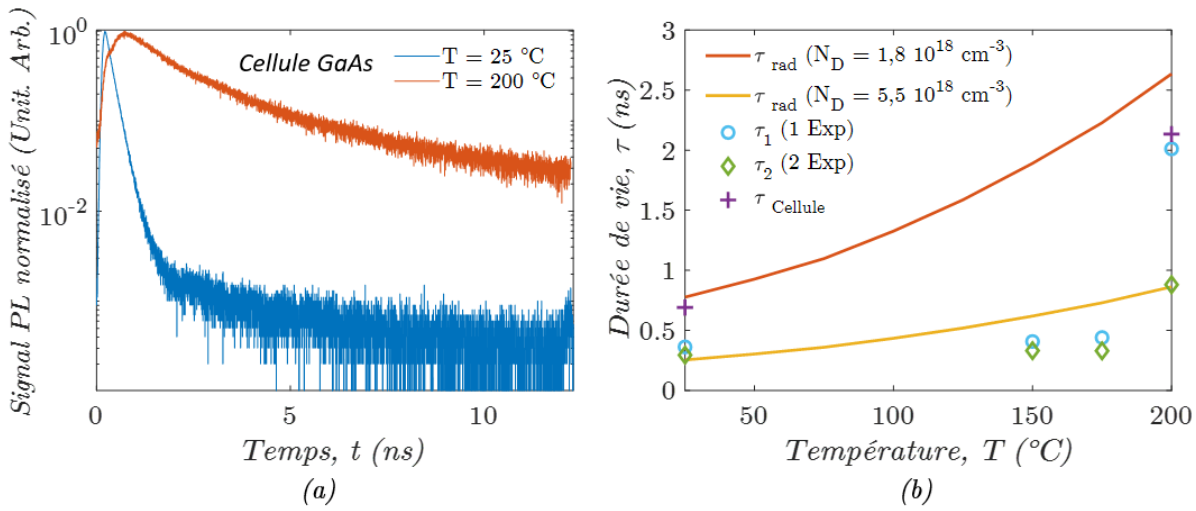


FIGURE 3.23 - *(a) Signal de photoluminescence de la cellule solaire en arséniure de gallium normalisé par rapport au signal maximum, pour les températures de 25 et 200 °C. (b) Comparaison de l'évolution en fonction de la température des durées de vie extraites avec une (ronds) et deux exponentielles (losanges) à la durée de vie radiative obtenue à partir du coefficient de recombinaisons radiatives (B_{rad}) et l'équation 3.14, pour un dopage (N_D) de* $1,8\ 10^{18}\ cm^{-3}$ *(courbe orange) et pour un dopage obtenu par ajustement par rapport aux données expérimentales ($N_D = 5,5\ 10^{18}\ cm^{-3}$, courbe jaune). Les durées de vie mesurées de la cellule solaire par photoluminescence résolue en temps (PLRT) sont représentées par des croix.*

3.4 Conclusions

Caractérisation de la cellule et de ses composants à 25 °C et de 150 à 200 °C

- Les différents systèmes de chauffe et de mesure de la température et leurs incertitudes ont été détaillés. Un système de chauffe développé en interne a permis d'assurer une montée en température jusqu'à 200 °C tout en assurant l'homogénéité de la température en surface et au sein de la cellule.

- Les mesures de la réponse spectrale et de la caractéristique courant-tension de la cellule solaire en fonction de la température ont été présentées. Le comportement de la cellule en fonction de l'augmentation de la température comprend une diminution de l'énergie de bande interdite, une augmentation du courant de court-circuit (J_{cc}) et une diminution de la tension de circuit ouvert (V_{co}).

- La mobilité mesurée en fonction de la température par effet Hall est en accord avec le modèle de Caughey-Thomas [93]. Toutefois à 200 °C, la chute de mobilité expérimentale n'est pas prédite par le modèle.

- La résistivité spécifique de contact (ρ_c) a été déduite de mesures en fonction de la température pour une métallisation composée d'un alliage d'or, de germanium et de nickel (AuGeNi) et pour une tri-couche de titane, de platine et d'or (Ti/Pt/Au). Dans les deux cas on observe une faible diminution de la résistance spécifique de contact due à l'augmentation de l'émission de porteurs par dessus la barrière d'énergie lorsque la température augmente. En parallèle, les résistances séries augmentent à cause de la diminution de la mobilité des porteurs, conduisant à l'augmentation des résistances latérales.

- Les mesures des propriétés optiques des composants en arséniure de gallium (GaAs) et en arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs) en fonction de la température jusqu'à 200 °C ont été présentées.

- Les durées de vie des porteurs minoritaires ont été extraites des mesures d'ellipsométrie et de photoluminescence résolue en temps (PLRT). Leur évolution en fonction de la température montrent une augmentation de la durée de vie radiative due à la diminution du coefficient de recombinaisons radiatives liée à la variation des indices optiques complexes et à l'augmentation de la densité intrinsèque de charges (n_i).

Chapitre 4

Analyse de la physique qui gouverne le comportement des cellules de 150 à 200 °C

Sommaire

4.1 Analyse physique de l'évolution des performances de la cellule de 150 à 200 °C 121

4.1.1 Évolution des figures de mérite de la cellule en GaAs testée de 150 à 200 °C 121

4.1.2 Analyse du comportement de la tension de circuit ouvert 123

4.2 Modélisation des performances de la cellule de 150 à 200 °C 126

4.2.1 Propriétés physiques utilisées pour la modélisation des performances de la cellule de 150 à 200 °C 127

4.2.2 Modélisation des performances de la cellule 130

4.3 Représentation graphique et bilan des pertes fondamentales 133

4.3.1 Pertes fondamentales de courant 134

4.3.2 Pertes fondamentales de tension 137

4.3.3 Évolution des pertes fondamentales de 25 à 200 °C 139

4.4 Comportement optique de la cellule de 150 à 200 °C 141

4.5 Bilan détaillé des pertes et gains de 150 à 200 °C 148

4.5.1 Gain de courant associé à la queue de bande d'Urbach 149

4.5.2 Pertes de courant 150

4.5.3 Pertes de tension 154

4.6 Analyse de l'augmentation du rapport $\eta^{réel}/\eta^{SQ}$ lorsque la température augmente 157

4.7 Conclusions 163

4.1 Analyse physique de l'évolution des performances de la cellule de 150 à 200 °C

L'analyse des performances des cellules solaires en arséniure de gallium testées à plus de 100 °C avait révélé que les figures de mérite s'écartaient de la limite de Shockley-Queisser (Section 1.4). Elle avait également montré que l'utilisation des coefficients de température est contestable pour des températures qui dépassent 100 °C. Nous avons conçu et fabriqué une cellule solaire en arséniure de gallium optimisée à la température ambiante afin d'évaluer la dégradation de ses performances avec l'augmentation de la température (Chapitre 2). Pour cela, nous avons effectué les mesures de l'efficacité quantique externe (EQE) et de courant-tension (I-V) sous éclairement d'un soleil (AM1,5G). Nous avons réalisé ces mesures sur la plage de température d'intérêt choisie pour les systèmes hybrides (150, 175 et 200 °C) (Section 3.2). Nous avons complété ces mesures avec les caractérisations des propriétés optiques et électriques des composants de la cellule nécessaires à la compréhension de l'évolution de leurs performances (Section 3.3). Ce chapitre se base sur l'ensemble de ces résultats pour apporter une analyse plus détaillée de la physique qui gouverne le comportement de la cellule solaire à 25 °C et de 150 à 200 °C.

4.1.1 Évolution des figures de mérite de la cellule en GaAs testée de 150 à 200 °C

Les performances de la meilleure cellule solaire en arséniure de gallium fabriquée au cours de cette thèse ont été mesurées dans la section 3.2 et sont présentées sur les figures 4.1a,b. À 25 °C, l'efficacité quantique externe (EQE) est comprise entre 70 % et 80 % dans la gamme spectrale de 600 à 860 nm (Figure 4.1a). À cette même température, la chute de la réponse spectrale (<60%) aux plus courtes longueurs d'onde a été attribuée (Section 2.2.2) aux recombinaisons causées par l'oxydation de la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium. À plus haute température, il n'y a pas de dégradation significative des performances de génération et de collecte de charges étant donné que les valeurs mesurées de réponse spectrale ne diminuent pas. Comme attendu, on observe un décalage du front d'absorption vers de plus grandes longueurs d'onde lorsque la température augmente.

La stabilité de l'efficacité quantique externe associée à la diminution de l'énergie de bande interdite conduisent à une légère augmentation du courant de court-circuit lorsque la température croît de 25 à 200 °C (Figure 4.1b). La tension de circuit ouvert quant à elle diminue de 0,97 V à 25 °C jusqu'à 0,58 V à 200 °C. Par conséquent, si le rendement de conversion est

de 15,4 % à 25 °C (46,5 % de la limite de Shockley-Queisser, figure 4.1c), il chute à 8,4 % à 200 °C (31,9 % de la limite de Shockley-Queisser).

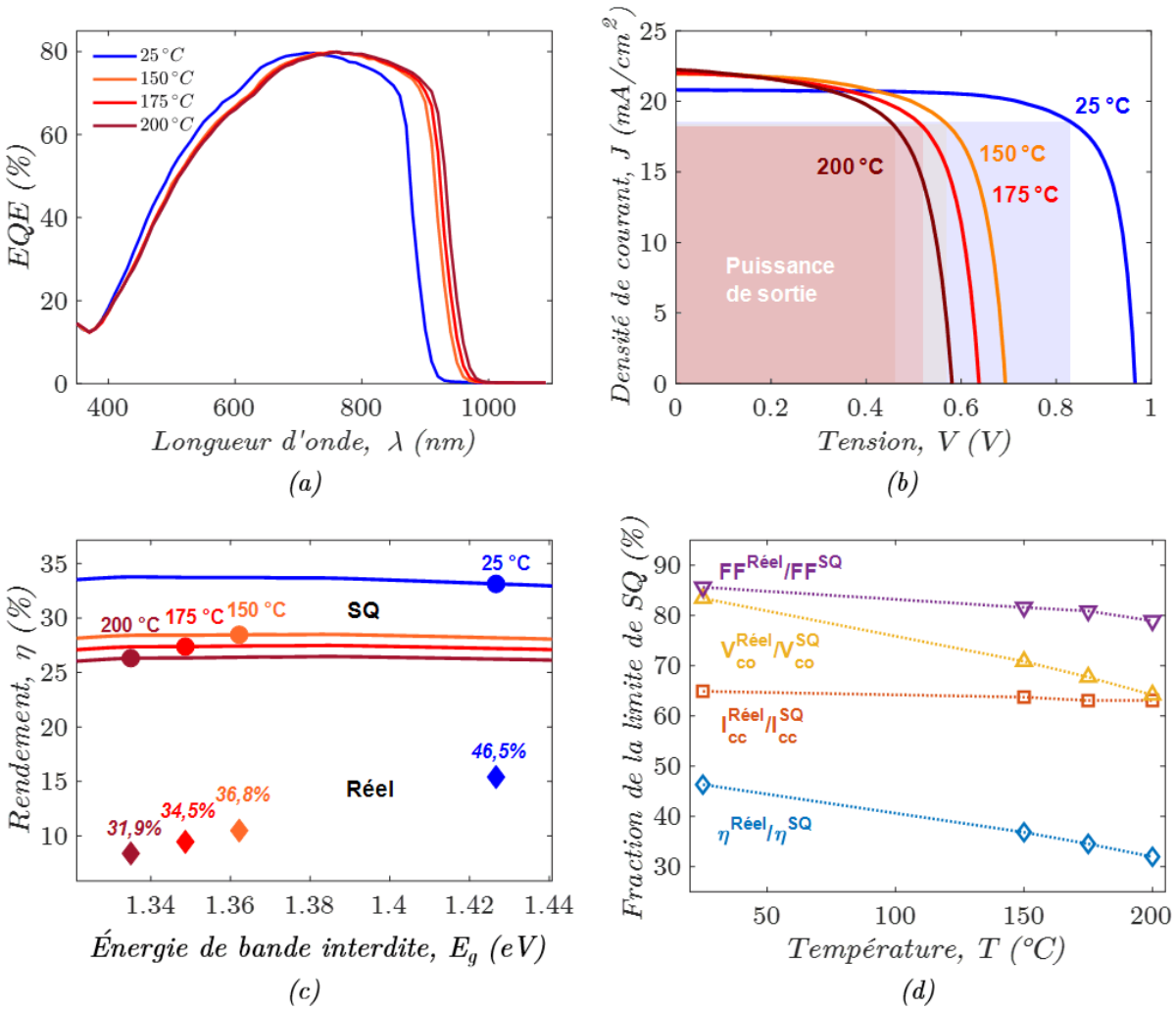


FIGURE 4.1 - *(a) Efficacité quantique externe (EQE) et (b) caractéristique courant-tension (J-V) de la meilleure cellule en arséniure de gallium aux températures de 25, 150, 175 et 200 °C. (c) Rendement de la cellule solaire en fonction de l'énergie de bande interdite, à 25, 150, 175 et 200 °C. Les lignes représentent le rendement de la limite de Shockley-Queisser. Les cercles représentent le rendement limite calculé à l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium, déterminée expérimentalement à chaque température. Les losanges correspondent aux rendements expérimentaux mesurés. Les pourcentages indiquent la fraction du rendement de la limite de Shockley-Queisser atteinte par la cellule. (d) Évolution de la fraction de la limite de Shockley-Queisser atteinte par les différentes figures de mérite en fonction de la température.*

L'évolution de la fraction de la limite de Shockley-Queisser atteinte par les différentes figures de mérite de la cellule, en fonction de la température, est présentée par la figure 4.1d. La tension de circuit ouvert est au premier ordre responsable de l'augmentation de l'écart des

performances de la cellule à la limite théorique : elle atteint 82,9 % de la limite de Shockley-Queisser à 25 °C contre 63,8 % à 200 °C. La fraction de la limite théorique atteinte par le facteur de forme (FF) diminue également de 85,6 % à 78,9 % lorsque la température augmente de 25 à 200 °C. Le facteur de forme contribue ainsi au second ordre à l'augmentation de l'écart des performances de la cellule à la limite théorique.

4.1.2 Analyse du comportement de la tension de circuit ouvert

La figure 4.1d a permis d'identifier que l'évolution de la tension de circuit ouvert est la principale source d'augmentation de l'écart à la limite théorique de Shockley-Queisser lorsque la température croît. La figure 4.2 montre l'évolution de la tension de circuit ouvert, multipliée par la charge élementaire (qV_{co}), entre 25 °C et la plage de température de 150 à 200 °C. Les résultats expérimentaux ($qV_{co}^{Réel}$) sont issus de ce travail (losanges) et de la littérature [30, 33]. La limite de Shockley-Queisser (qV_{co}^{SQ}) calculée pour les spectres AM1,5D (utilisé dans les travaux de Perl et al. [30] et de Maros et al. [33]) et AM1,5G (utilisé dans ce travail) est utilisée comme référence.

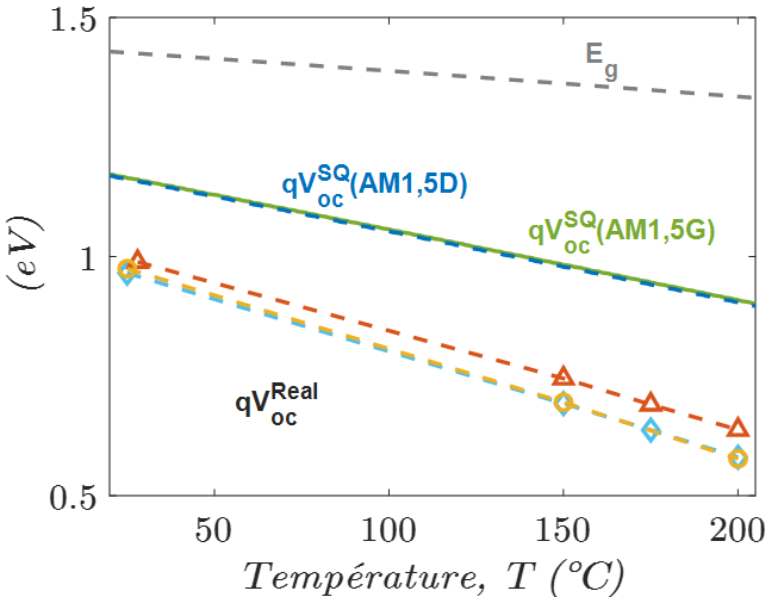


FIGURE 4.2 - *Évolution de la tension de circuit ouvert multipliée par la charge élementaire (qV_{co}) entre 25 °C et la plage de température de 150 à 200 °C. L'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium (E_g) et la limite de Shockley-Queisser (qV_{co}^{SQ}) calculée pour les spectres AM1,5G et AM1,5D servent de référence. Les résultats expérimentaux ($qV_{co}^{Réel}$) sont issus des travaux de Perl et al. (cercles) [30], Maros et al. (triangles) [33] et ce travail (losanges). Les lignes en pointillés qui relient les valeurs de 25 et 150 °C sont utilisées comme guides pour l'œil.*

La baisse de tension de circuit ouvert semble similaire pour les trois cellules (Figure 4.2), d'environ 1 eV à 0,6 eV à 25 et 200 °C, respectivement. L'écart à la limite de Shockley-Queisser qui correspond à 15 % de la valeur de la limite théorique à 25 °C, augmente jusqu'à environ 35 % à 200 °C (Figure 4.1d). La figure 4.2 illustre également que l'écart à la limite théorique varie en fonction de la cellule étudiée. La cellule des travaux de Maros et al. [33] présente un écart plus faible que les deux autres cellules sur l'ensemble de la plage de température considéré. Il est cependant difficile d'extraire plus d'informations de cette représentation (Figure 4.2).

L'analyse proposée par Nayak et al. [8] et Guillemoles et al. [50], appliquée par Vaillon et al. [26] pour étudier le comportement des cellules solaires fonctionnant sous contrainte thermique, peut être utilisée pour extraire plus d'informations sur l'évolution de la tension de circuit ouvert. Cette analyse suppose que le spectre émis par le soleil correspond à celui d'un corps noir à la température (T_s) de 5800 K et utilise l'approximation de Boltzmann de la fonction de Planck généralisée. Hirst et Ekin-Daukes [63] donnent l'expression de la tension de circuit ouvert (V_{co}) en fonction des pertes fondamentales :

$$qV_{co} = E_g\left(1-\frac{T_c}{T_s}\right) - k_bT_c ln\left(\frac{\Omega_{emit}}{\Omega_{abs}}\right) + k_bT_c ln\frac{\gamma(E_g(T),T_s)}{\gamma(E_g(T),T_c)} \tag{4.1a}$$

$$\gamma(E,T) = \frac{2k_bT}{c^2h^3}(E^2+2k_bTE+2k_b^2T^2) \tag{4.1b}$$

où Ω_{emit} et Ω_{abs} sont les angles solides projetés d'émission et d'absorption, respectivement. T_s et T_c sont la température du soleil et de la cellule, respectivement. Le premier terme de l'équation 4.1a représente les pertes fondamentales associées au rendement thermodynamique maximum d'une machine de Carnot. Le second terme correspond à la différence d'angle d'émission et d'absorption exprimée par l'équation de Boltzmann. Une étude plus poussée de ces pertes est proposée par la suite dans la section 4.5. Le dernier terme traduit la différence d'énergie libre entre l'absorption et l'émission des photons.

À ces pertes fondamentales, en conditions réelles, viennent s'ajouter des pertes qui conduisent la tension de circuit ouvert ($V_{oc}^{Réel}$) à dévier de la limite de Shockley-Queisser (V_{co}^{SQ}). De cette manière, Vaillon et al. [26] reprennent les travaux de Nayak et al. [8] et Guillemoles et al. [50] pour exprimer la différence entre la tension de circuit ouvert mesurée expérimentalement et la limite de Shockley-Queisser ($q(V_{co}^{SQ}-V_{oc}^{Réel})$) comme le produit de la température et de la constante de Boltzmann (k_bT) et d'un facteur $F_{Réel/SQ}$:

$$q\left[V_{co}^{SQ}(T,X_c) - V_{co}^{Réel}(T,X_c)\right] = k_bT \times F_{Réel/SQ} \tag{4.2}$$

Ce facteur unique, qui peut être exprimé comme le produit de différentes figures de mérite, multiplié par k_bT (Équation 4.2), indique de combien la tension mesurée en circuit ouvert est éloignée de la valeur limite de Shockley-Queisser. En effet, en conditions réelles (Section 1.3.2), viennent s'ajouter aux pertes fondamentales les pertes liées : aux recombinaisons non radiatives, à l'absorption spectrale non parfaite, aux contacts non idéaux ou encore à la résistance parallèle. Ce facteur permet alors une comparaison plus fine en rapport avec l'augmentation de la température. De plus, par sa dépendance à la température (k_bT), il est nécessaire de s'assurer qu'à haute température, ce facteur soit le plus faible possible.

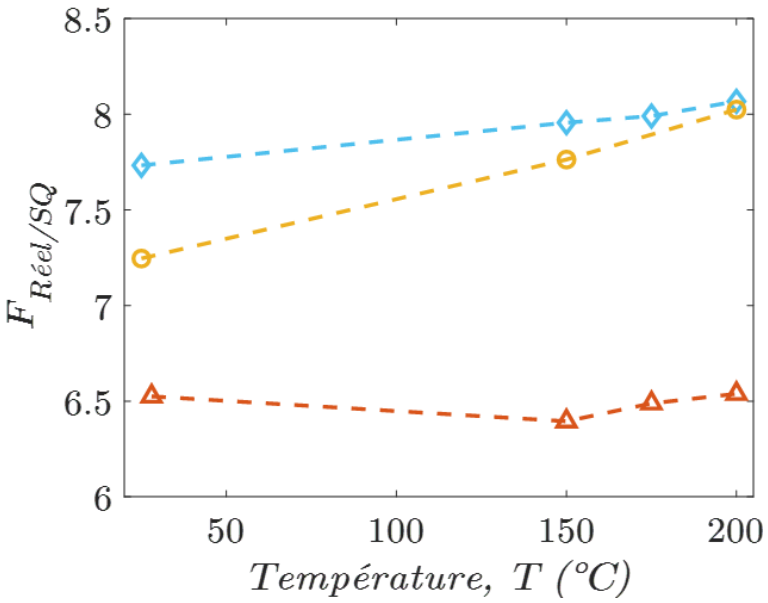


FIGURE 4.3 - *Variation du facteur $F_{Réel/SQ}$ en fonction de la température. Données expérimentales de Perl et al. (cercles) [30], Maros et al. (triangles) [33] et ce travail (losanges). Les lignes en pointillés qui relient les valeurs de 25 et 150 °C sont utilisées comme guides pour l'œil.*

Sur le modèle de Vaillon et al. [26], la tension de circuit ouvert de la limite de Shockley-Queisser (V_{co}^{SQ}) est calculée à partir du spectre solaire AM1,5D pour les cellules de Perl et al. (cercles) [30] et Maros et al. [33] et AM1,5G pour ce travail. La figure 4.3 montre que ce facteur a des valeurs comprises entre environ 6 et 8 pour toutes les cellules en arséniure de gallium testées à haute température. La valeur la plus faible (∼6,5) est relevée dans la publication de Maros et al. [33] (triangles) et ne varie que faiblement entre 25 et 200 °C. Ce facteur est plus élevé pour la cellule des travaux de Perl et al. [30] (7,2) et dans le présent travail (7,6) à 25 °C.

Dans ces deux derniers cas, ce facteur est une fonction croissante de la température. Plus intéressante, son évolution en fonction de la température est différente pour les deux cellules. En effet, la différence qui existe entre les deux cellules à 25 °C s'annule à 200 °C à une valeur

d'environ 8. Ce résultat permet de conclure que l'augmentation des pertes non fondamentales en fonction de la température est différente pour les deux cellules. De plus, notre cellule qui présente des pertes plus grandes que la cellule de Perl et al. [30] à température ambiante, présente finalement des performances équivalentes à plus haute température.

Cette différence d'augmentation des pertes non fondamentales entre les trois cellules provient donc probablement des différences de structures. Les travaux précédents ont étudié des cellules de type p alors que dans ce travail la cellule est de type n. De plus, ces cellules diffèrent pour les matériaux employés en tant que couche fenêtre et champ de surface arrière (Tableau 1.3). Le point clé soulevé par cette analyse est que l'évolution des performances des cellules en arséniure de gallium, de la température ambiante jusqu'à des températures plus élevées, est alors dépendante de sa conception. Ce constat préconise ainsi que l'optimisation des cellules doit être réalisée en fonction de la plage de température visée. Une analyse plus fine de l'évolution des pertes de la cellule en fonction de l'augmentation de la température, peut être obtenue à partir de la modélisation des résultats expérimentaux de notre cellule testée à haute température et est proposée dans les sections suivantes.

4.2 Modélisation des performances de la cellule de 150 à 200 °C

L'analyse détaillée des pertes non fondamentales en fonction de la température est nécessaire pour comprendre pourquoi les différentes figures de mérite s'écartent de la limite de Shockley-Queisser lorsque la température augmente (augmentation du facteur $F_{Réel/SQ}$). Sur la base des travaux de Hirst et Ekin-Daukes [63] qui recensent les pertes intrinsèques d'une cellule solaire, les travaux de Dupré et al. [14, 27] proposent d'inclure les pertes non fondamentales dans un modèle thermique (calcul de la chaleur générée par la cellule et échangée avec son environnement). Dupré et al. [14, 27] ont recours à des simplifications qui permettent d'établir un modèle analytique. Cette approche ne permet toutefois pas de considérer la cellule comme un empilement de couches. La mise en œuvre d'un solveur TCAD permet de répondre à cette problématique en couplant une résolution optique et électrique. Une analyse plus poussée de la physique qui régit l'évolution des performances de la cellule par rapport à sa structure peut alors être établie. De tels résultats, sur la plage de température d'intérêt des systèmes hybrides (150 à 200 °C), sont manquants.

4.2.1 Propriétés physiques utilisées pour la modélisation des performances de la cellule de 150 à 200 °C

Les propriétés physiques utilisées dans le modèle sont récapitulées dans les tableaux suivants : tableau 4.1 pour l'arséniure de gallium, tableau 4.2 pour l'arséniure d'aluminium-gallium et tableau 4.3 pour les autres paramètres.

TABLEAU 4.1 *Propriétés physiques de l'arséniure de gallium (GaAs) utilisées dans le modèle.*

Propriété physique	Fonction de T_c	Donnée ou modèle	Référence
E_g	Variable	Paramètres de Varshni extraits des mesures expérimentales de réponse spectrale	Figure 3.8, [87]
ε_r	Variable	Strzalkowski et al.	[170]
χ	Variable	$\chi(T) = \chi(300K) + 1/2\ \ \Delta E_g$ $\Delta E_g = E_g(300K) - E_g(T)$	Figure 3.8, [34]
μ_n, μ_t	Variable	Données expérimentales mesurées par effet Hall pour l'émetteur. Modèle de Caughey-Thomas pour la base. Mobilité des porteurs divisée par 4,5 dans l'émetteur et par 2 dans la base	Figure 3.11, [93]
τ_{srh}	Variable	Données issues des travaux de Perl et al.	[31]
C, τ_{Auger}	Variable	Données issues des travaux de Levinshtein et al.	[115]
n, k	Variable	Données expérimentales de l'arséniure de gallium NID mesurées à l'institut Pprime	Figure 3.15
B_{rad}, τ_{rad}	Variable	Calculés avec les indices optiques de l'arséniure de gallium NID mesurés à l'institut Pprime	Figure 3.15, [117]

Un maximum de données expérimentales des propriétés physiques de l'arséniure de gallium a été utilisé comme données d'entrée du modèle. L'énergie de bande interdite (E_g) et sa diminution lorsque la température augmente, sont tirées des mesures de réponse spectrale de la cellule. Les indices optiques (n, k) sont issus des mesures réalisées à l'institut Pprime sur l'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé (NID). Le coefficient de recombinaisons radiatives (B_{rad}) est obtenu à partir des indices optiques expérimentaux de l'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé (Section 3.3.4). La valeur de ce coefficient est validée à température ambiante par rapport à la littérature (Varshni [117]). Son évolution en fonction de la température est en accord avec les mesures de durée de vie radiative obtenues par

photoluminescence résolue en temps sur la cellule (Figure 3.23). La mobilité des trous (μ_t) dans l'émetteur de type p ($N_A = 10^{18}\ cm^{-3}$) est tirée des mesures expérimentales d'effet Hall (Figure 3.11). Pour la base, la mobilité est obtenue avec le modèle de Caughey-Thomas [93]. Les facteurs de réduction de la mobilité pour faire correspondre la réponse spectrale modélisée avec les données expérimentales (4,5 dans l'émetteur et 2 dans la base ; détails dans la section suivante) sont fixes. L'affinité électronique (χ), la durée de vie relative aux recombinaisons Shockley-Read-Hall (τ_{srh}) et le coefficient de recombinaisons Auger (C) ainsi que leur évolution en fonction de la température sont issus de la littérature.

TABLEAU 4.2 *Propriétés physiques de l'arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs) utilisées dans le modèle.*

Propriété physique	Fonction de T_c	Donnée ou modèle	Référence
E_g	Variable	Loi de mélange de l'équation de Varshni validée par les mesures expérimentales d'ellipsométrie réalisées à l'institut Pprime	Figure 3.19, équation 3.11, [87]
ε_r	Variable	Loi de mélange à partir des données issues de Strzalkowski et al.	[170]
χ	Variable	$\chi(T) = \chi(300K) + 1/2\ \ \Delta E_g$ $\Delta E_g = E_g(300K) - E_g(T)$	Figure 3.8, [34]
μ_n, μ_p	Variable	Modèle de Caughey-Thomas avec les données issues de Sotoodeh et al.	[93, 122]
τ_{srh}	Variable	Valeurs pour GaAs extraites des mesures expérimentales de Perl et al. (donnée à approfondir)	[31]
C, τ_{Auger}	Fixe à 300 K	Données issues des travaux de Levinshtein et al. (données à approfondir)	[115]
n, k	Fixe à 300 K / Variable	Données expérimentales mesurées par ellipsométrie à l'institut Pprime et complétées par les données fixes à 300 K issues de Aspnes et al. (données à approfondir)	Figure 3.18, [125]
B_{rad}, τ_{rad}	Fixe à 300 K	Données issue des travaux de Varshni (données à approfondir)	[117]

Pour l'arséniure d'aluminium-gallium (Tableau 4.2), un ensemble de données reste à approfondir. Seuls l'énergie de bande interdite et les indices optiques (n, k) pour les longueurs

d'onde supérieures à 500 nm sont issus de nos mesures. Pour la plupart, les autres propriétés physiques sont issues de la littérature et sont fixes à leur valeur à la température ambiante (C, B_{rad}). La durée de vie SRH (τ_{srh}) est manquante et correspond aux valeurs de l'arséniure de gallium.

TABLEAU 4.3 *Autres propriétés physiques et paramètres utilisés dans le modèle.*

Propriété physique	Fonction de T_c	Donnée ou modèle	Référence
n, k (SiO_2)	Fixe	Données issues des travaux de Gao et al., fixées à leurs valeurs à température ambiante (données à approfondir)	[127]
Vitesse de recombinaison surfacique	Fixe	Positionnée à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur : $S_n = S_p = 1,4\ 10^7$ cm/s	Section 4.2.2
ρ_c	Variable	Données expérimentales mesurées par la méthode MLTC	Figure 3.13
R_s	Variable	Modèle présenté dans les travaux de Milovich et al. et issu des travaux de Meier et al.	[98, 126]
R_p	Variable	Valeurs extraites à partir des caractéristiques I-V expérimentales : $R_p = \frac{dI}{dV}_{V=0}$ (données à approfondir)	
F_s	Fixe	Fraction d'ombrage calculée à partir des dimensions de la grille de contact	Figure 2.12

Les autres propriétés physiques utilisées dans le modèle sont présentées dans le tableau 4.3. Les indices de réfraction complexes de la couche anti-reflets (SiO_2) réalisée au laboratoire nécessitent d'être caractérisés en fonction de la température par ellipsométrie. La résistance spécifique de contact (ρ_c) est issue des valeurs expérimentales obtenues par la méthode MLTC (Section 3.3.2). La résistance série (R_s) est calculée à partir du modèle analytique de Meier et al. [126] validé par le modèle TCAD pseudo-3D (Section 2.3.1). La résistance parallèle (R_p) est extraite à partir de la dérivée du courant aux environs de la tension nulle (V=0). La fraction d'ombrage (F_s = 4,87 %) correspond à celle de la grille présentée sur la figure 2.12.

La vitesse de recombinaison surfacique à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur a été utilisée comme paramètre d'ajustement et permet d'obtenir un accord entre le modèle et les données expérimentales (EQE et J-V, figure 4.4). Cette vitesse de recombinaison est fixe à toutes les températures (Section 4.2.2). L'interprétation de cette valeur de vitesse de recombinaison nécessite toutefois de futures investigations sur les propriétés de la couche fenêtre oxydée.

4.2.2 Modélisation des performances de la cellule

Le modèle détaillé dans la section 2.2.2 est complété par les résultats des caractérisations optiques et électriques des matériaux en fonction de la température (Section 3.2). Les données utilisées dans le modèle sont récapitulées dans les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3. Le résultat de la modélisation est comparé avec les caractéristiques courant-tension (J-V) et de réponse spectrale (EQE) expérimentales à 25 °C puis de 150 à 200 °C.

Tout comme pour la modélisation de la cellule de K. Louarn [103], abordée dans la section 2.2.2, on observe que la réponse spectrale expérimentale (EQE) est comprise entre 70 et 80 % dans la gamme spectrale de 600 à 860 nm (Figure 4.4a). Malheureusement, pour les longueurs d'onde plus courtes, l'efficacité quantique externe est bien plus faible (<60 %). Cette atténuation a été attribuée à l'oxydation de la couche fenêtre qui possède de l'aluminium (AlGaAs) qui est également observée dans les résultats de R. Cariou [102].

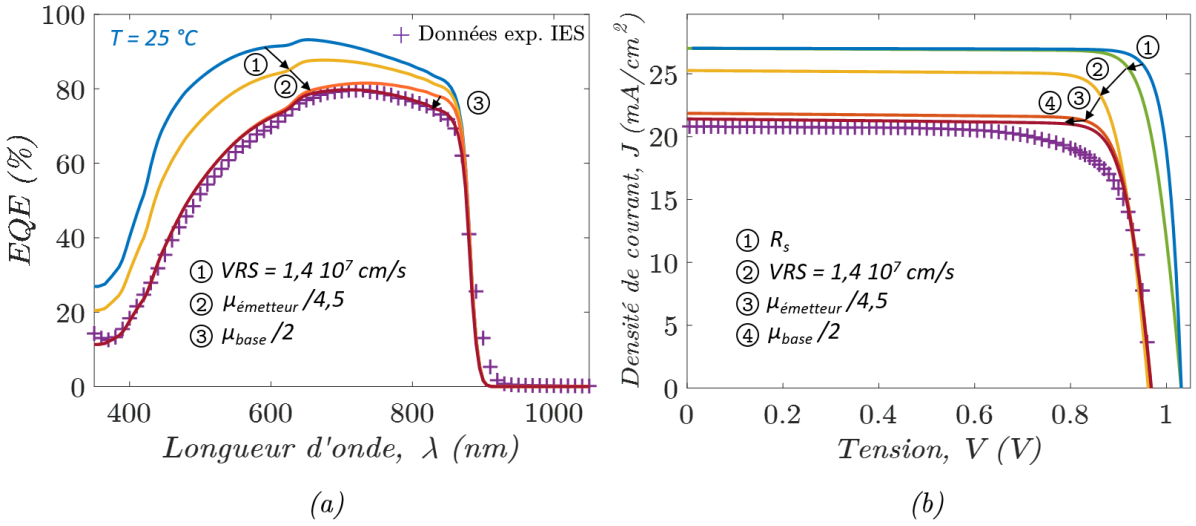


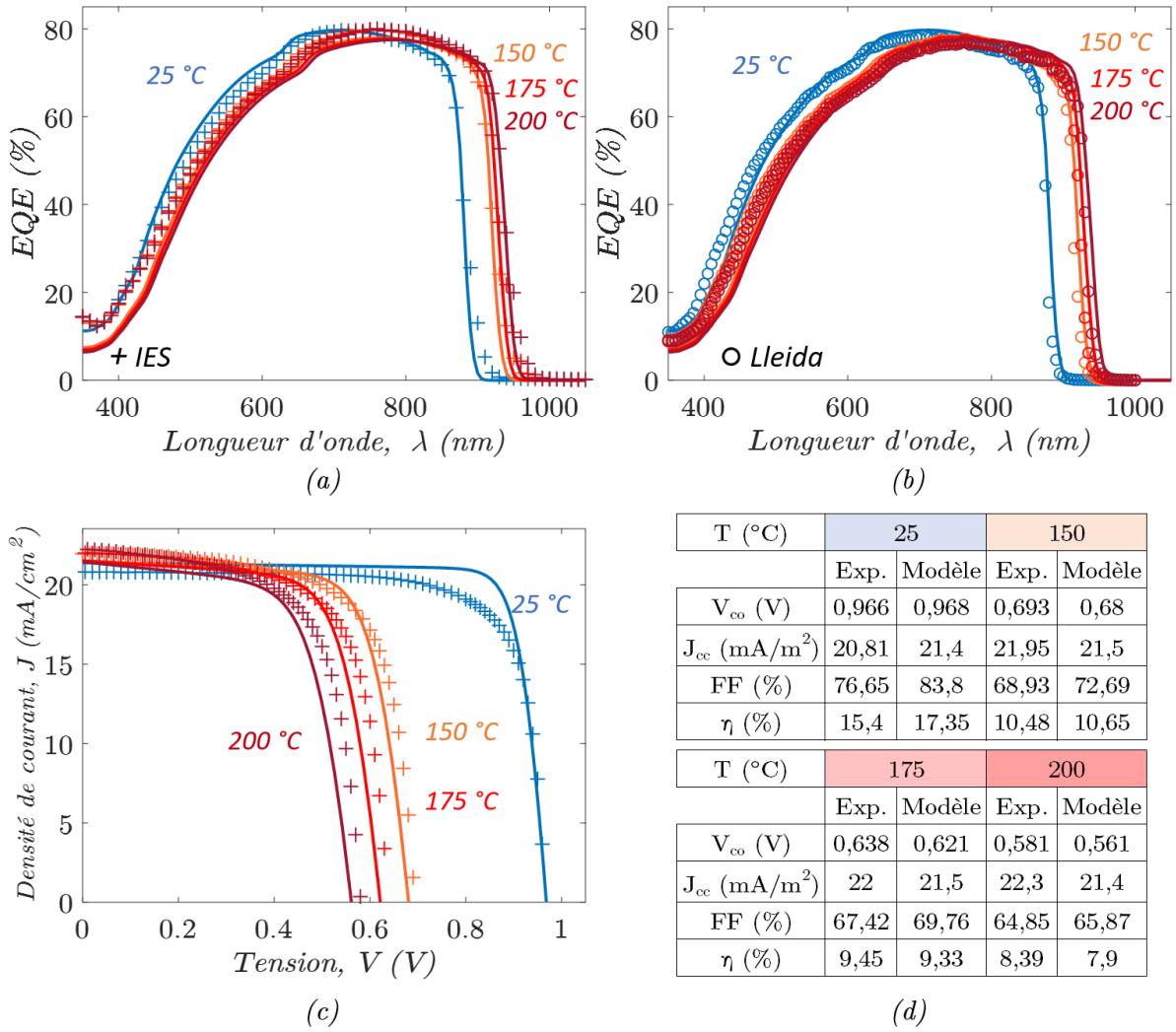
FIGURE 4.4 - *Modélisation à 25 °C (a) de l'efficacité quantique externe (EQE) et (b) de la caractéristique courant tension (J-V) de la cellule. Les mesures expérimentales issues des caractérisations réalisées à l'IES (croix) sont représentées. Les contributions des résistances séries (R_s), de la vitesse de recombinaison surfacique (VRS) et de la mobilité des porteurs (μ) sont également présentées.*

Un accord entre le modèle et les données expérimentales (EQE et J-V), est obtenu en ajoutant une vitesse de recombinaison de surface (VRS), à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur, qui permet de prendre en compte indirectement les recombinaisons liées à la couche fenêtre. La valeur de cette vitesse de recombinaison ($1,4\ 10^7\ cm/s$) est obtenue en faisant correspondre la tension de circuit ouvert modélisée avec les résultats expérimentaux (étape 2 sur la figure 4.4b). Dans un second temps, la mobilité dans l'émetteur est ajustée ($\mu_{metteur}/4,5$) pour faire correspondre la réponse spectrale modélisée avec les données expérimentales sur la gamme de longueurs d'onde de 350 à 600 nm (étape 2 sur la figure 4.4a). Pour finir, la mobilité dans la base est ajustée pour faire correspondre la réponse spectrale modélisée avec les données expérimentales ($\mu_{base}/2$).

Le transport latéral n'est pas pris en compte dans la résolution d'un problème à une dimension. La vitesse de recombinaison surfacique effective ajoutée modélise ainsi des recombinaisons liées à l'oxydation qui se produisent à l'intérieur de la couche fenêtre et à son interface avec l'émetteur. Sa valeur est cohérente avec les valeurs issues de la littérature d'ordre de grandeur de $10^7\ cm/s$ [171, 172]. La valeur obtenue ici est environ 3 fois supérieure à celle extraite pour la cellule de Louarn et al. [103] qui n'avait pas de couche anti-reflets. Le dépôt direct de la couche anti-reflets principalement composée d'oxygène n'était peut-être pas la décision la plus judicieuse, alors que de meilleures propriétés optiques peuvent être obtenues à partir d'une bicouche composée de sulfure de zinc et de fluorure de magnésium (ZnS/MgF_2) qui supprime les problèmes liés à l'oxygène.

Une fois la cellule modélisée à la température ambiante, les résultats du modèle sont comparés aux données expérimentales de 150 à 200 °C (Figure 4.5). On observe un bon accord entre la réponse spectrale (EQE) modélisée et les données expérimentales (Figures 4.5a,b). On note en particulier la concordance avec les données expérimentales obtenues à Lleida qui montrent une diminution de l'efficacité quantique externe pour la gamme de longueurs d'onde proches de l'ultra-violet ($< 400\ nm$) et de 500 à 860 nm.

La comparaison entre les figures de mérite à 25 °C et de 150 à 200 °C est présentée dans les figures 4.5c,d. On observe un écart entre la tension de circuit ouvert (V_{co}) modélisée et expérimentale comprise entre 1 et 3 % sur l'ensemble de la plage de température de notre étude. Le constat est similaire pour le courant de court-circuit (J_{cc}). La principale différence provient du facteur de forme (FF) qui, malgré l'ajout du modèle de grille de contact [158], reste supérieur aux valeurs expérimentales de 13 % à 25 °C et augmente jusqu'à 15,2 % à 200 °C.



T (°C)	25		150	
	Exp.	Modèle	Exp.	Modèle
V_{co} (V)	0,966	0,968	0,693	0,68
J_{cc} (mA/m^2)	20,81	21,4	21,95	21,5
FF (%)	76,65	83,8	68,93	72,69
η (%)	15,4	17,35	10,48	10,65

T (°C)	175		200	
	Exp.	Modèle	Exp.	Modèle
V_{co} (V)	0,638	0,621	0,581	0,561
J_{cc} (mA/m^2)	22	21,5	22,3	21,4
FF (%)	67,42	69,76	64,85	65,87
η (%)	9,45	9,33	8,39	7,9

(d)

FIGURE 4.5 - *Comparaison entre le résultat du modèle de la réponse spectrale (traits pleins) et les données expérimentales réalisées (a) à l'IES (croix) et (b) à l'université de Lleida (ronds) à 25 °C et de 150 à 200 °C. (c) Comparaison de la caractéristique courant-tension de la cellule modélisée (traits pleins) et expérimentale (croix) et (d) des figures de mérite modélisées et expérimentales à 25 °C et de 150 à 200 °C.*

4.3 Représentation graphique et bilan des pertes fondamentales

Une représentation graphique des pertes fondamentales qui limitent le rendement des cellules a été initialement proposée par Hirst et Ekins-Daukes [63]. La densité de flux de photons cumulée multipliée par la charge élémentaire, qui s'exprime comme une densité de courant (en A/m^2), est alors représentée en fonction de l'énergie des photons incidents (Figure 4.6a). Lorsqu'on considère la densité de courant (J) comme fonction de la tension de la cellule (V), la zone grise en dessous de la ligne en pointillés correspond alors à la densité de puissance totale des photons incidents. Par la suite, « densité d'énergie » et « densité de puissance » pourront être utilisées au même titre que la densité d'énergie correspond à l'intégrale temporelle de la densité de puissance.

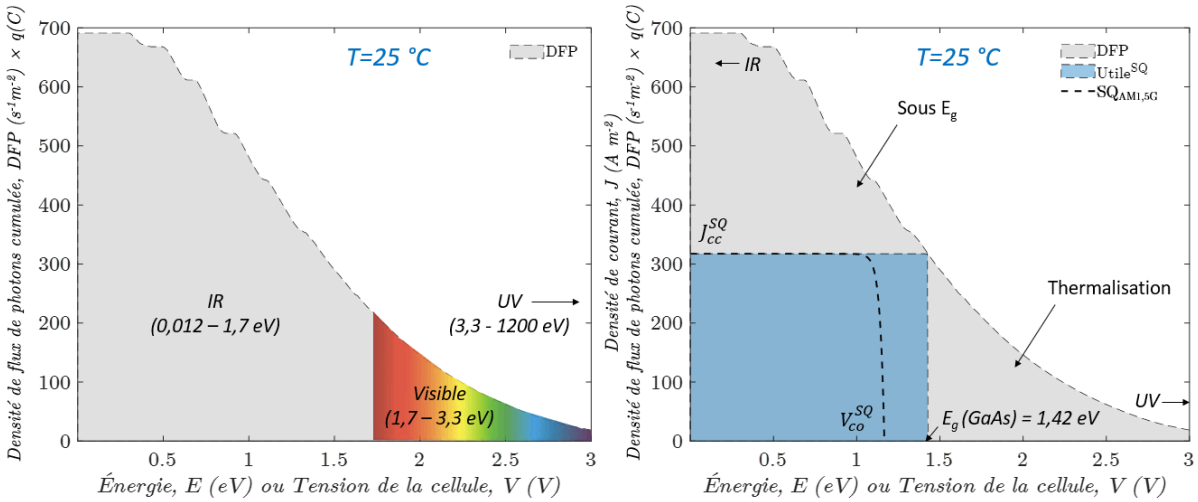


FIGURE 4.6 - *(a) Densité de flux de photons cumulée pour le spectre AM1,5G (ligne en pointillé) à 25 °C. (b) Caractéristique courant-tension (ligne en pointillé épais) d'une cellule en arséniure de gallium à 25 °C dans les conditions de la limite de Shockley-Queisser.*

La double échelle sur l'axe des ordonnées illustre la relation entre la densité de flux de photons cumulée multipliée par la charge élémentaire et la densité de courant délivrée par la cellule. En effet, chaque photon absorbé génère une paire électron-trou qui peut contribuer au courant. En court-circuit, en négligeant les recombinaisons, la densité de courant maximale est alors égale à la densité de flux de photons cumulée multipliée par la charge élémentaire, illustrée sur la figure 4.6b pour l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium.

La double échelle sur l'axe des abscisses illustre que la tension que peut délivrer la cellule est limitée par l'énergie de bande interdite du matériau. En effet, l'énergie potentielle d'un porteur ne peut dépasser l'énergie qu'il possède après le processus de thermalisation (approximativement égale à l'énergie de bande interdite).

Le rectangle bleu sur la figure 4.6b correspond alors à la densité d'énergie potentiellement utile à la conversion photovoltaïque pour une cellule simple jonction en arséniure de gallium à 25 °C pour le spectre incident AM1,5G. Avec cette représentation on comprend facilement que la réduction de l'énergie de bande interdite conduit à une baisse des pertes liées aux photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite (« Sous E_g » sur la figure), mais également à une augmentation des pertes par thermalisation. Sur cette même figure est représentée la caractéristique courant-tension (J-V) dans les conditions idéales de la limite de Shockley-Queisser ($SQ_{AM1,5G}$).

4.3.1 Pertes fondamentales de courant

Pertes liées à l'ombrage et la réflexion

Avant d'approfondir le détail des pertes fondamentales de tension comme explicitées par Hirst et Ekins-Daukes [63], on peut considérer les pertes liées aux photons qui ne pénètrent pas la cellule. La première perte évidente est la réduction du nombre de photons pénétrant la cellule à cause de la fraction d'ombrage de la grille de contact en face avant (essentiellement constituée d'or opaque sur l'ensemble de la gamme de longueurs d'onde). Dans notre représentation, la surface grise sur la figure 4.6a correspond à une fraction d'ombrage de 4,87 % calculée pour la grille de contact réalisée sur nos cellules (Figure 2.12). Cette diminution des photons pénétrant la cellule conduit inévitablement à une diminution de la densité de flux de photons cumulée et donc du courant maximal que peut délivrer la cellule (réduction du rectangle bleu au rectangle gris pâle). La caractéristique courant-tension (J-V) dans les conditions idéales de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins la fraction d'ombrage est représentée sur cette même figure ($SQ^{ombre}_{AM1,5G}$).

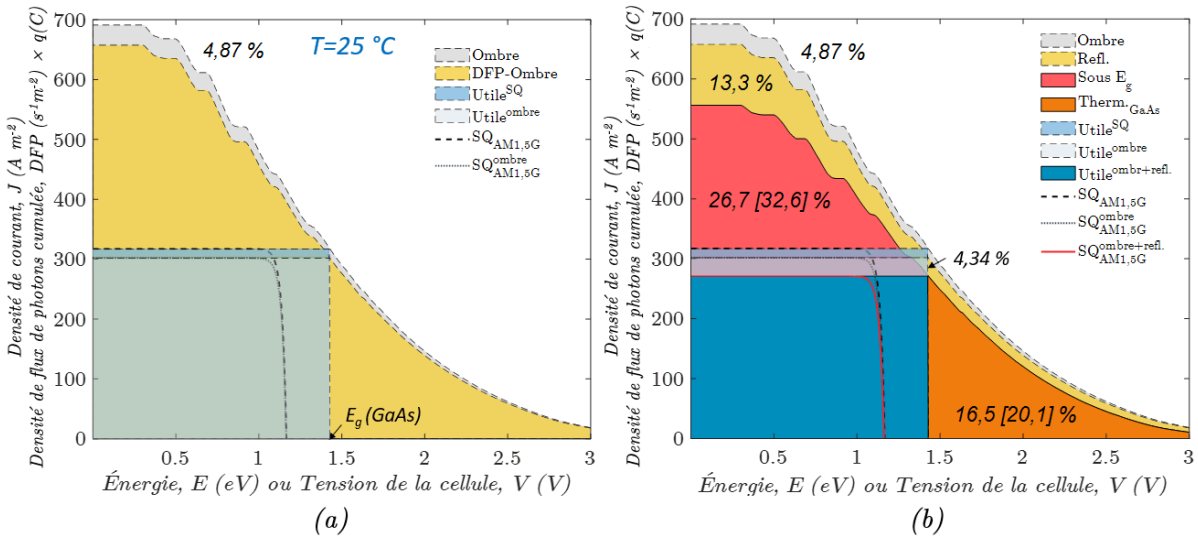


FIGURE 4.7 - *(a) Densité de flux de photons cumulée pour le spectre AM1,5G (ligne en pointillé) à 25 °C moins la fraction d'ombrage (Figure 2.12). Caractéristique courant-tension d'une cellule en arséniure de gallium à 25 °C dans les conditions de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G ($SQ_{AM1,5G}$) et le spectre AM1,5G moins la fraction d'ombrage ($SQ^{ombre}_{AM1,5G}$). (b) Densité de flux de photons cumulée pour le spectre AM1,5G moins la fraction d'ombrage et la réflexion. Caractéristique courant-tension d'une cellule en arséniure de gallium à 25 °C dans les conditions de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins la fraction d'ombrage et la réflexion ($SQ^{ombre+refl.}_{AM1,5G}$). Les pourcentages représentent la fraction de la densité de puissance totale pour le spectre AM1,5G et ceux entre crochets du spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion.*

L'autre source de réduction du nombre de photons pénétrant la cellule est la réflexion. La réflectance spectrale (R_λ) de la cellule est calculée à partir des propriétés optiques des matériaux par le solveur optique Atol développé en interne. La réflectance spectrale est alors multipliée par la densité de puissance spectrale du spectre incident, à savoir le spectre AM1,5G moins la fraction d'ombrage (F_s). Les pertes correspondantes s'obtiennent sous la forme d'une intégrale :

$$P_{Réfl.} = \int_0^\infty R_\lambda (1 - F_s)\, DFP(E)\, E\, dE \tag{4.3}$$

Dans notre cas, cette perte correspond à 13,3 % de la densité de puissance totale (surface jaune sur la figure 4.6b). Concernant les photons utiles à la conversion photovoltaïque, cette perte représente 4,34 % de la densité de puissance incidente totale. Le rectangle bleu sur la figure 4.6b correspond alors à l'énergie potentiellement utile à la conversion photovoltaïque pour une cellule simple jonction en arséniure de gallium à 25 °C pour le spectre incident AM1,5G après ombrage et réflexion. La caractéristique courant-tension (J-V) dans les conditions idéales de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins la fraction d'ombrage et les photons réfléchis est représentée sur cette même figure ($SQ^{ombre+refl.}_{AM1,5G}$ en trait plein rouge).

On retrouve également les pertes par thermalisation associées à l'énergie excédentaire des photons absorbés (surface orange). À l'opposé, la zone rouge appelée « Sous E_g » correspond simplement à l'énergie cumulée des photons qui ont une énergie inférieure à l'énergie de bande interdite et qui ne participent pas à la génération de porteurs.

Pertes de courant liées aux recombinaisons radiatives intrinsèques

Avec la figure 4.6, nous avons identifié les pertes fondamentales liées aux photons qui ne participent pas à la génération de porteurs. Dans les conditions de la limite de Shockley-Queisser, lorsque la tension de la cellule augmente, le taux d'émission radiative augmente (photons émis par la cellule et issus d'une recombinaison radiative) et le courant délivré diminue. Au point de puissance maximale, les pertes correspondantes (numérotées 1) sont représentées par la surface bleue sur la figure 4.8. Ces pertes sont égales au nombre de photons perdus (émis par la cellule et non réabsorbés) multiplié par leur énergie (approximativement égale à l'énergie de bande interdite). Dans les conditions de la limite de Shockley-Queisser, pour l'arséniure de gallium à 25 °C en considérant le spectre AM1,5G moins l'ombrage et les photons réfléchis, cette fraction représente environ 0,9 % de la densité de puissance totale.

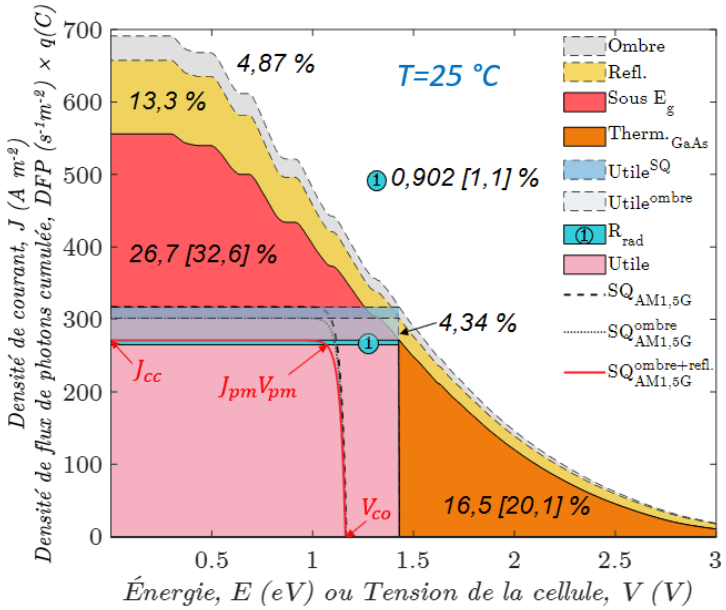


FIGURE 4.8 - *Densité de flux de photons cumulée pour le spectre AM1,5G moins la fraction d'ombrage et la réflexion. Les pertes au point de puissance maximale liées aux recombinaisons radiatives sont représentées en bleu (1). Les pourcentages représentent la fraction de la densité de puissance totale du spectre AM1,5G et ceux entre crochets du spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion.*

4.3.2 Pertes fondamentales de tension

Tout processus de recombinaison a des conséquences en termes de courant et de tension. Premièrement, les charges qui se recombinent ne parviennent pas jusqu'au circuit externe, ce qui conduit à une baisse du courant. Deuxièmement, l'équilibre génération-recombinaison dépend du nombre de recombinaisons et une augmentation de ces dernières conduit à une baisse de cet équilibre et donc de la tension que l'on peut obtenir. Sur les figures précédentes, la chute de tension optimale associée aux recombinaisons radiatives correspond à la différence entre la tension au point de puissance maximale (V_{pm}) et l'énergie de bande interdite divisée par la charge élémentaire (E_g/q). Les sections suivantes détaillent ces pertes de tension fondamentales comme explicitées par Hirst et Ekins-Daukes [63].

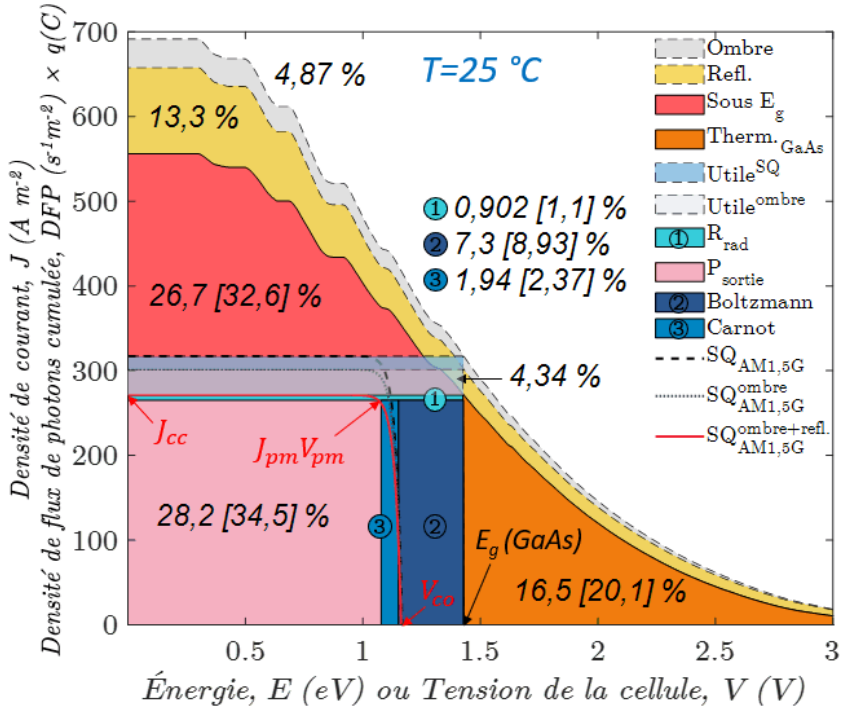


FIGURE 4.9 - *Densité de flux de photons cumulée pour le spectre AM1,5G. Pertes de courant et de tension fondamentales correspondant aux conditions idéales de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins les pertes dues à la fraction d'ombrage et la réflexion de la cellule solaire en arséniure de gallium à 25 °C. Les pourcentages représentent la fraction de la densité de puissance totale du spectre AM1,5G et ceux entre crochets du spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion.*

Pertes fondamentales de Boltzmann

Les pertes fondamentales de Boltzmann font référence à la génération d'entropie due à la différence d'angle solide pour les photons absorbés et émis par la cellule. Pour être plus précis, l'angle solide projeté d'absorption de la cellule correspond à celui du diamètre du soleil observé depuis la terre soit $6,87\ 10^{-5}$. En comparaison, l'angle solide projeté d'émission de la cellule solaire est de π. Cette différence d'angle conduit à un déséquilibre entre l'absorption (génération, plus faible) et l'émission (recombinaison, plus élevée). Ce déséquilibre mène à des pertes de tension qui s'expriment sous la forme de l'équation de Boltzmann [63] :

$$\Delta V_{Boltzmann} = \frac{k_b\ T_c}{q}\ ln\left(\frac{\Omega_{émis}}{\Omega_{abs}}\right) \tag{4.4}$$

où Ω_{abs} et $\Omega_{émis}$ sont les angles solides projetés d'absorption et d'émission, respectivement et T_c est la température de la cellule. La perte correspondante s'exprime alors en fonction de la densité de courant au point maximum de puissance (J_{pm}) :

$$P_{Boltzmann} = J_{pm}\ \ \Delta V_{Boltzmann} \tag{4.5}$$

Ces pertes (numérotées 2) sont représentées en bleu foncé sur la figure 4.9.

Pertes fondamentales de Carnot

Les pertes fondamentales de Carnot correspondent à la perte de tension pour le taux de recombinaison radiative minimum, dans le cas où il n'y a pas de différence d'angle solide (projeté) entre l'absorption et l'émission (limite radiative pour laquelle les pertes de Boltzmann sont alors nulles). La cellule solaire peut alors être considérée comme un moteur thermique, qui fournit un travail pour lequel le réservoir chaud est le soleil ($T_S = 5800\ K$) et le réservoir froid est l'environnement (T_{amb}). La seconde loi de la thermodynamique définit alors le rendement théorique maximal des machines thermiques comme [173] :

$$\eta^{Carnot} = 1 - \frac{T_F}{T_C} \tag{4.6}$$

où T_F et T_C sont les températures de la source froide et chaude, respectivement. L'impact du rendement de Carnot se répercute pour une cellule solaire sur la tension maximale qui est

abaissée de [174] :

$$\Delta V_{Carnot} = \frac{E_g(T_c)}{q}\frac{T_c}{T_S} \tag{4.7}$$

où T_c et T_S sont la température de la cellule et du soleil, respectivement. La perte correspondante s'exprime alors en fonction de la densité de courant au point de puissance maximale (J_{pm}) [175] :

$$P_{Carnot} = J_{pm}\ \ \Delta V_{Carnot} \tag{4.8}$$

Ces pertes sont représentées en bleu (numérotées 3) sur la figure 4.9. La tension au point de puissance maximale se calcule alors comme suit :

$$V_{pm} = \frac{E_g}{q} - \Delta V_{Carnot} - \Delta V_{Boltzmann} \tag{4.9}$$

Pertes par thermalisation

Les photons absorbés ont une énergie supérieure ou égale à l'énergie de bande interdite des matériaux. Cette énergie excédentaire est cédée au cristal sous forme de vibrations (phonons). La durée de ce processus dit de « thermalisation » est de l'ordre de la picoseconde (10^{-12} s [50, 111]). L'excédent d'énergie est égal à la différence entre l'énergie du photon absorbé et l'énergie de bande interdite du matériau. La densité de puissance totale perdue par thermalisation se calcule alors comme la densité de porteurs générés multipliée par cette différence d'énergie :

$$P_{Therm.} = \int_{E_g(T)}^{\infty} (1-R_\lambda)(1-F_s)\ DFP(E)\ (E-E_g(T))\ dE \tag{4.10}$$

où R_λ est la réflectance spectrale de la cellule calculée à partir des indices optiques des matériaux par le solveur optique Atol développé en interne. La fraction de la densité de puissance totale perdue par thermalisation ($Therm._{GaAs}$) pour l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium est représentée par l'aire orange sur les différentes figures. Il est intéressant de noter que la réflexion, bien qu'en réduisant la quantité de photons absorbés, réduit également les pertes associées au phénomène de thermalisation.

4.3.3 Évolution des pertes fondamentales de 25 à 200 °C

Le comportement optique de la cellule (absorption et réflexion) en fonction de la température fait l'objet de la section suivante. On observe sur la figure 4.10 que les pertes de courant

dues à la réflexion de la cellule sont équivalentes à 25 et 200 °C.

L'augmentation de la température a un double impact sur la limite théorique. Premièrement, la diminution de l'énergie de bande interdite conduit à ce qu'un plus grand nombre de photons, ait une énergie suffisante pour participer à la génération de porteurs (diminution de la surface rouge sur la figure 4.10 et augmentation de la densité de courant maximale), mais en contre partie, l'énergie perdue lors du processus de thermalisation augmente (surface orange sur la figure 4.10).

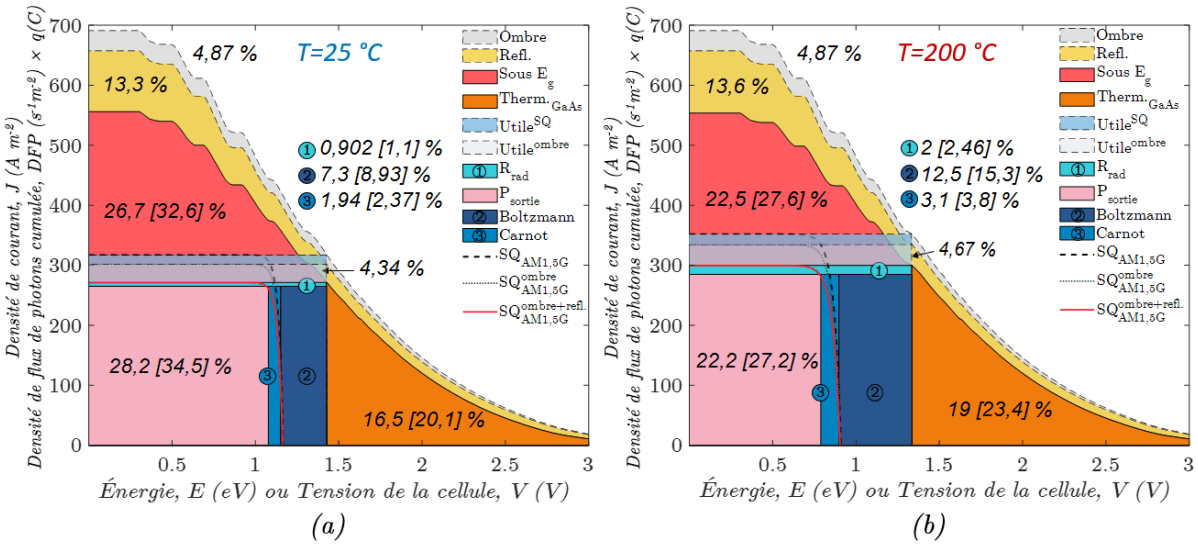
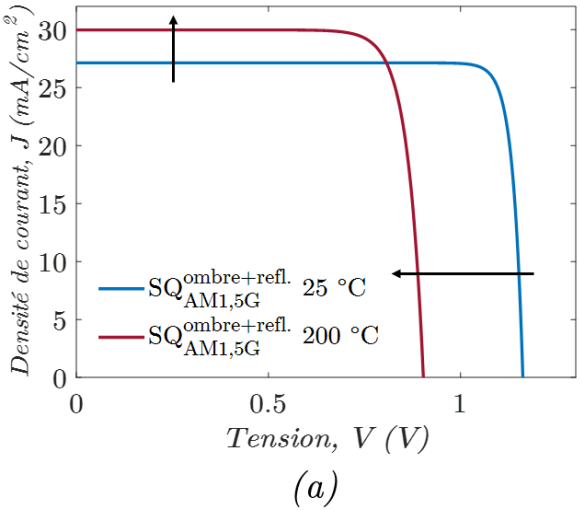


FIGURE 4.10 - *Densité de flux de photons cumulée pour le spectre AM1,5G. Pertes de courant et de tension fondamentales correspondant aux conditions idéales de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins les pertes dues à la fraction d'ombrage et la réflexion de la cellule solaire en arséniure de gallium à (a) 25 °C et (b) 200 °C. Les pourcentages représentent la fraction de la densité de puissance totale pour le spectre AM1,5G et ceux entre crochets du spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion.*

On observe que la somme des pertes globales « sous E_g » et par « thermalisation » diminue de 43,2 à 41,5 % de la densité de puissance totale incidente, lorsque la température croît de 25 à 200 °C. Cette diminution est due à la réduction de l'énergie perdue par le nombre de photons qui ne sont pas absorbés (« sous E_g »).

Deuxièmement, les pertes de courant issues des recombinaisons radiatives au point de puissance maximale doublent (numérotées 1 sur la figure 4.10). L'augmentation de ces pertes est décrite par la loi de Planck généralisée (Équation 1.3). Cette loi explique que la diminution d'énergie de bande interdite conduit à une augmentation de la plage de longueurs d'onde d'émission et donc à la densité de flux d'émission (photons issus de recombinaisons radiatives).

L'augmentation des recombinaisons radiatives mène à la diminution de l'équilibre générations-recombinaisons et donc de la tension délivrée par la cellule. La perte de tension de Boltzmann ($\Delta V_{Boltzmann}$, équation 4.4) est une fonction croissante de la température de la cellule. En parallèle, la perte de tension de Carnot (ΔV_{Carnot}) est également une fonction croissante de la température de la cellule (Équation 4.7). En effet, le facteur de Carnot (T_c/T_S) augmente de presque 50 % entre 25 et 200 °C.



T (°C)	η (%)	J_{cc} (mA/cm²)	V_{co} (V)
25	28,24 [34,5]	27,14	1,162
200	22,24 [27,2]	29,98	0,903
Variation (%)	-21,2	+10,5	-22,3

(b)

FIGURE 4.11 - *Comparaison entre la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins les pertes dues à la fraction d'ombrage et la réflexion de la cellule solaire en arséniure de gallium à 25 °C et 200 °C. (a) Comparaison de la caractéristique de courant-tension (J-V) et (b) des figures de mérite. Pour le rendement (η), les pourcentages correspondent à la fraction de la densité de puissance totale pour le spectre incident AM1,5G et ceux entre crochets pour le spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion.*

Pour finir, la figure 4.11 présente la comparaison entre la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins les pertes dues à la fraction d'ombrage et la réflexion de la cellule solaire en arséniure de gallium à 25 °C et 200 °C. De nouveau, ce résultat illustre que la baisse de la tension de circuit ouvert (V_{co}) est le principal facteur de la diminution des performances de la cellule.

4.4 Comportement optique de la cellule de 150 à 200 °C

Le solveur optique Atol développé en interne utilise une approche de transfert matriciel [176] afin de calculer le taux volumique de génération de paires électron-trou (en nombre par mètre cube et par seconde) au sein des différentes couches qui composent la cellule.

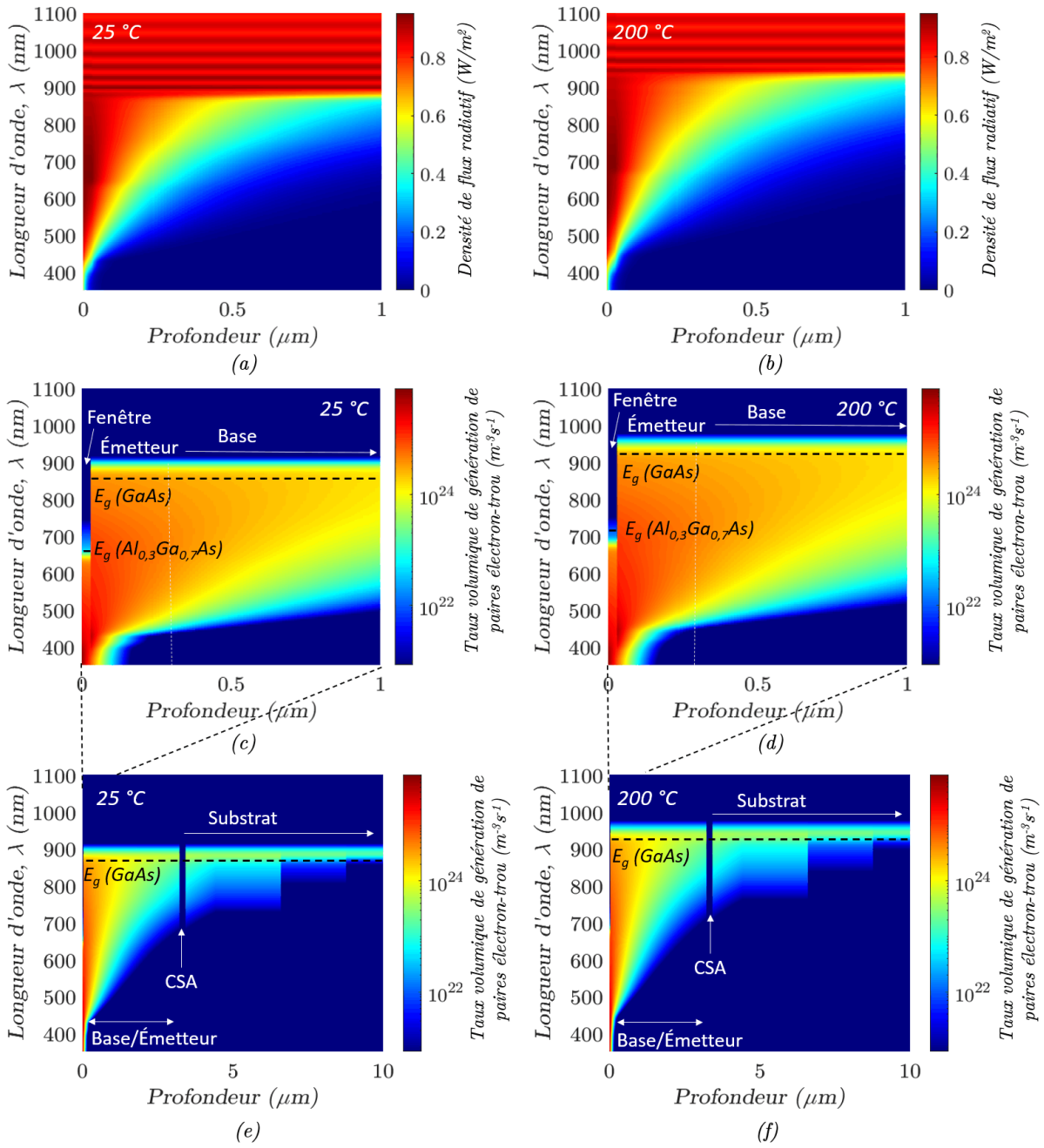


FIGURE 4.12 - *Densité de flux radiatif dans la direction normale en fonction de la longueur d'onde et de la profondeur de pénétration dans la cellule, à la température de (a) 25 °C et (b) 200 °C. (c-f) Taux volumique de génération de paires électron-trou à chaque température.*

Les figures 4.12a-d représentent l'évolution de la densité de flux radiatif dans la direction normale et le taux volumique de génération de paires électron-trou correspondant en fonction de la longueur d'onde et de la profondeur dans la cellule (jusqu'à 1 μm) à 25 et 200 °C. Les figures 4.12e,f représentent quant à elles le taux volumique de génération de paires électron-trou

pour une profondeur allant jusqu'à 10 μm.

Comme attendu, le front d'absorption se décale vers les longueurs d'ondes plus élevées (i.e. diminution de l'énergie de bande interdite). Ce constat s'observe pour la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium (correspondant aux 30 premiers nanomètres) et pour les autres couches de la cellule en arséniure de gallium. On observe que la couche fenêtre absorbe l'essentiel du rayonnement de longueurs d'onde inférieures à 400 nm, mais également des longueurs d'onde comprises entre 400 et 600-700 nm, où l'efficacité quantique externe de la cellule est inférieure à 60 %.

Les figures 4.12e,f montrent que la majorité du flux radiatif utile à la conversion photovoltaïque est absorbé par la partie active de la cellule. La couche de champ de surface arrière, quant à elle en arséniure d'aluminium-gallium n'absorbe rien du flux radiatif incident. Bien que la majorité du flux soit absorbé en amont du substrat, celui-ci absorbe essentiellement des photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium. Pour finir, le profil de diminution de la densité de flux radiatif est similaire à 25 °C et à 200 °C. Ce constat semble indiquer que les performances optiques et de génération de porteurs ne sont pas significativement dégradées avec l'augmentation de la température.

La figure 4.13 propose une autre représentation qui détaille et permet de comparer la fraction de la densité de puissance du spectre AM1,5G correspondant aux photons qui ne pénètrent pas la cellule et ne participent donc pas à la conversion photovoltaïque (pertes par ombrage et réflexion), celle correspondant aux photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium qui sont non-absorbés et celle absorbée par les différentes couches de la cellule. Ces résultats découlent du calcul de la réflexion et de l'absorption de la cellule par le solveur optique Atol.

La fraction du flux incident qui ne pénètre pas la cellule (i.e. fraction d'ombrage et réfléchie) reste sensiblement constante lorsque la température augmente de 25 jusqu'à 200 °C (18,2 et 18,5 %, respectivement). La stabilité de la fraction réfléchie mène à la conclusion que les variations des indices complexes de réfraction (n), ne conduisent pas à une augmentation des pertes optiques. Ce résultat reste sous réserve de la caractérisation plus poussée des propriétés optiques de la couche anti-reflets et de la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium pour les longueurs d'onde inférieures à 500 nm.

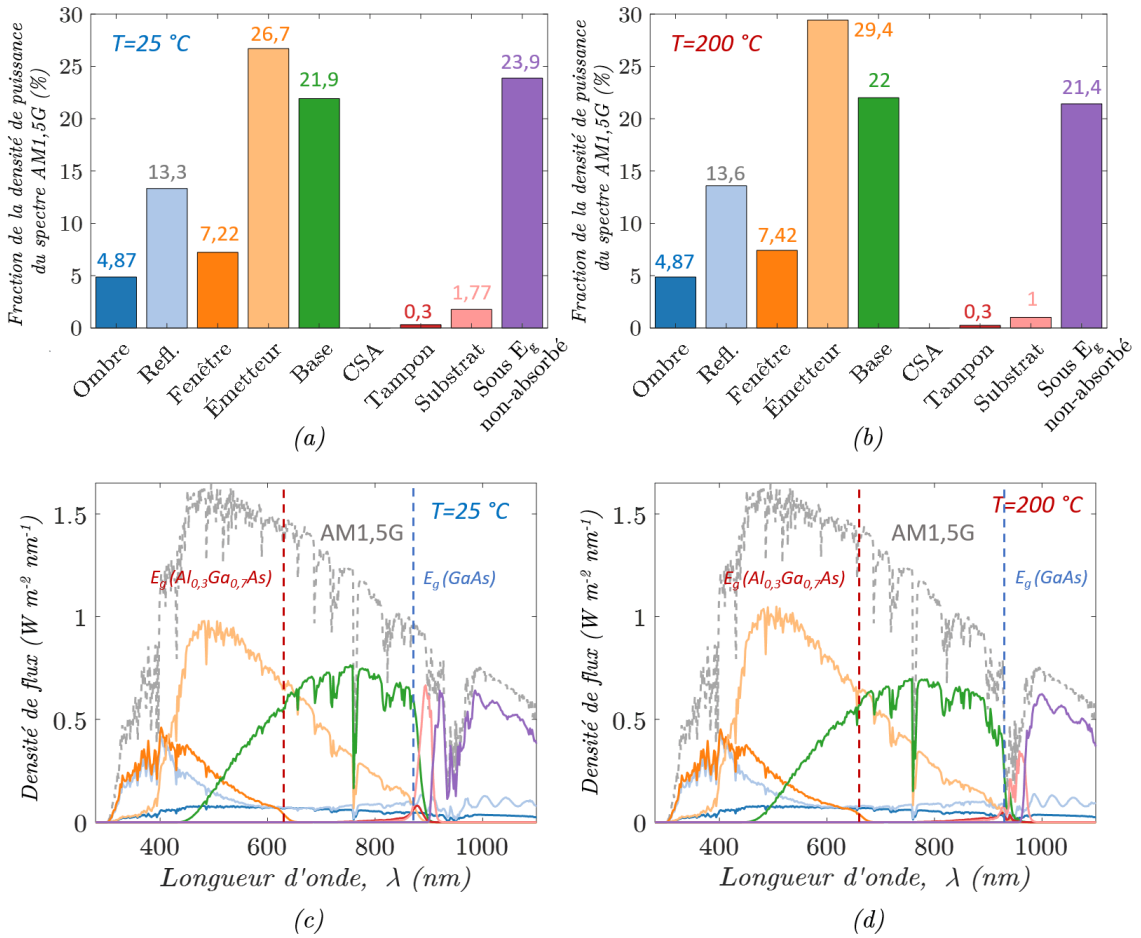


FIGURE 4.13 - *Fraction de la densité de puissance du spectre AM1,5G perdue par ombrage, réflexion, non absorption (« Sous E_g non-absorbé ») et absorbée par les différentes couches de la cellule à la température de (a) 25 °C et (b) 200 °C. (c,d) Densité de flux du spectre AM1,5G perdue par ombrage, réflexion et absorbée par les différentes couches de la cellule, aux températures correspondantes. Les couleurs représentent leurs couches respectives présentées en (a) et (b).*

Compléter les propriétés optiques de l'arséniure d'aluminium-gallium (pour des longueurs d'onde inférieures à 500 nm) est particulièrement important, car la plus grande partie des photons réfléchis se situe en dessous de 450 nm (bleu clair sur les figures 4.13c,d). L'approfondissement de cette étude pourrait conduire à revoir l'épaisseur optimale de la couche anti-reflets, en particulier par rapport à l'indice complexe de réfraction (n) de la couche fenêtre.

Le constat est assez similaire (faible augmentation) pour la fraction du flux incident absorbée par la couche fenêtre, toutefois la remarque précédente (indices optiques à compléter) est également valable. On observe tout de même que la couche fenêtre absorbe plus de 7 % du flux incident à température ambiante et à 200 °C. En effet, sur les figures 4.12c,d, on

observe que la couche fenêtre absorbe une fraction importante des photons de longueurs d'onde inférieures à 500 nm (>2,5 eV). Le déplacement de l'énergie de bande interdite de l'arséniure d'aluminium-gallium conduit toutefois à l'augmentation de 7,22 % à 7,42 % de l'absorption du flux incident.

Le comportement le plus intéressant concerne l'émetteur. La fraction du flux incident absorbée par l'émetteur augmente de 26,7 à 29,4 % (Figures 4.13a,b). Cette hausse correspond principalement à l'augmentation du coefficient d'extinction (k) d'environ 20 % à la température de 200 °C par rapport à 25 °C (Figure 3.15). Ce résultat est illustré sur les figures 4.13c,d (courbe en orange clair).

En parallèle, on observe la diminution de 23,9 à 21,4 % de la fraction du flux incident qui n'est pas absorbée par l'arséniure de gallium ainsi que l'arséniure d'aluminium-gallium (« Sous E_g non-absorbé », courbe violette sur les figures 4.13c,d). Le constat est similaire pour la fraction du flux absorbée par le substrat (transmise par la partie active de la cellule, comprenant la jonction) qui diminue de 1,77 à 1 %. Ces diminutions correspondent à l'augmentation de la fraction du flux incident absorbée par l'émetteur.

De plus, la part de la densité de flux de rayonnement absorbée par la base ne varie pas lorsque la température passe de 25 à 200 °C (22 %). Ces résultats montrent que les performances optiques de la cellule non seulement ne se dégradent pas, mais que la répartition spatiale du flux absorbé varie en fonction de la température. Ce résultat encourage à optimiser l'épaisseur des couches à une température donnée en fonction de la répartition d'absorption des photons.

La représentation graphique initialement introduite par Hirst et Ekins-Daukes [63] (développée dans la section 4.3) est adoptée ici. L'originalité du bilan des pertes présenté dans cette section, est qu'en plus de proposer une évolution des pertes en fonction de la température (à 25 °C puis de 150 à 200 °C), il indique la fraction de la densité de puissance absorbée par les différentes couches de la cellule (Figure 4.14). Ce résultat est obtenu à partir du taux volumique de génération de paires électron-trou (Figure 4.12) calculé par le solveur optique Atol. Premièrement, on observe sur la figure 4.14, que sur l'ensemble de la plage de température considérée, les pertes par réflexion représentent environ 13 à 14 % de la densité de puissance totale du spectre AM1,5G. Cette valeur, bien qu'élevée, est comparable avec celle obtenue par Arora et Hauser [128] ($\sim$12 %) pour une couche anti-reflets en dioxyde de silicium (SiO_2) optimisée pour des cellules solaires en arséniure de gallium. Il apparaît que cette perte peut être fortement diminuée (<5%) par l'utilisation d'une bicouche anti-reflets [128].

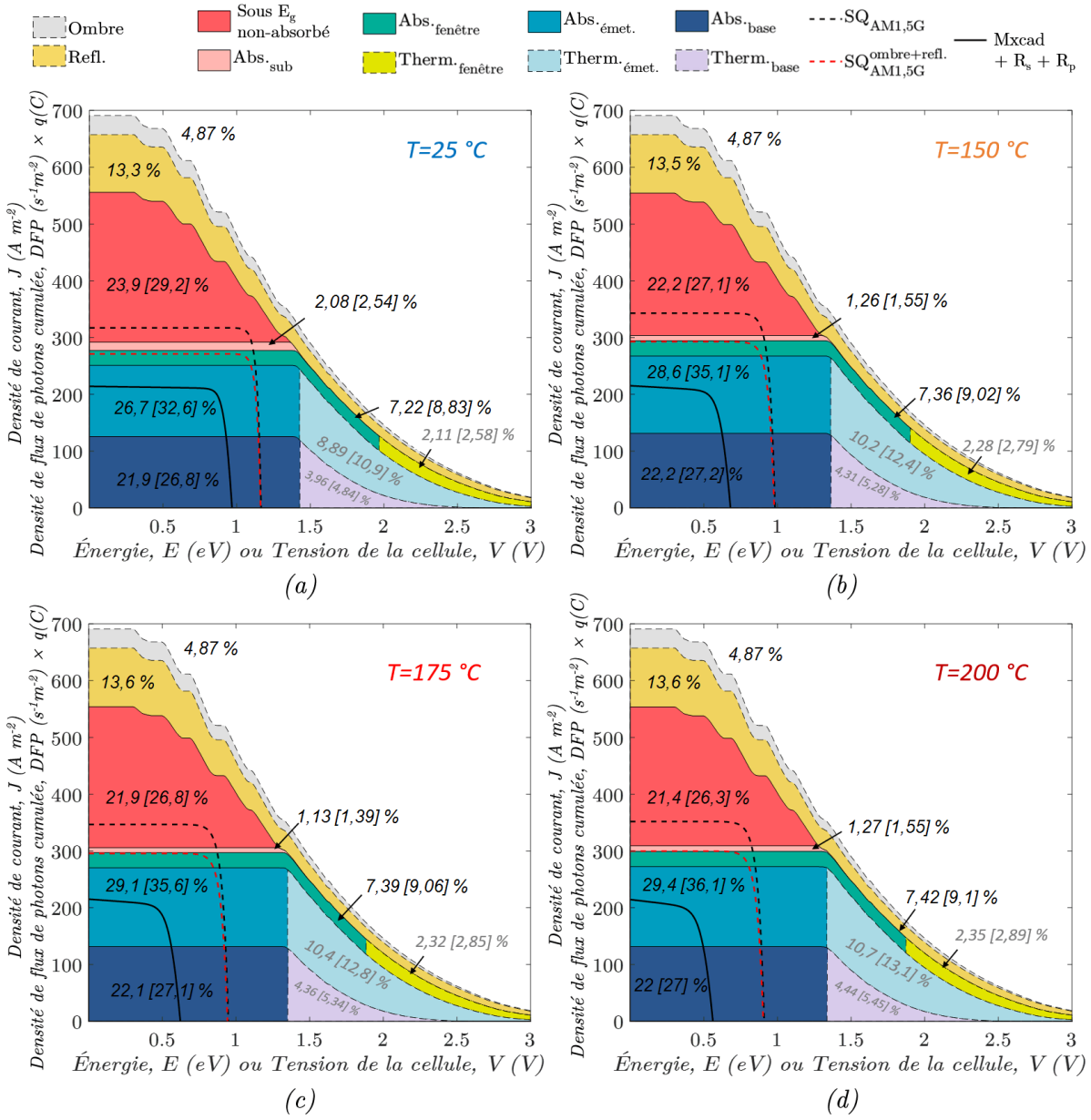


FIGURE 4.14 - *Densité de flux de photons cumulée pour le spectre AM1,5G. La fraction du flux absorbée ainsi que les pertes liées à l'ombrage, la réflexion, les photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite non-absorbés et par thermalisation pour les différentes couches de la cellule sont représentées pour la température de (a) 25 °C, (b) 150, (c) 175 et (d) 200 °C. Les courbes en pointillés noirs et rouges représentent les caractéristiques courant-tension de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G et après ombrage et réflexion, respectivement. Les pourcentages représentent la fraction de la densité de puissance totale du spectre AM1,5G et ceux entre crochets du spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion. Les pourcentages en gris décrivent la fraction de la densité de puissance perdue par thermalisation correspondant à chacune des différentes couches (incluse dans la fraction totale absorbée).*

Le second constat, comme observé sur la figure 4.12 et représenté sur la figure 4.15, est que la cellule solaire absorbe des photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium et conduisant à la photogénération de charges. En effet, le modèle ne considère pas les absorptions parasites dues aux charges libres et aux atomes du cristal. À tension nulle et à toutes les températures, la densité de courant de court-circuit maximale que pourrait délivrer la cellule ($J_{cc}^{max\ cellule}$) est supérieure à celle calculée dans les conditions de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion ($J_{cc}^{SQ^{ombre+refl.}}$). L'absorption d'une fraction des photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium est caractéristique de la queue de bande d'Urbach. Cette analyse est validée par la modélisation, en réduisant artificiellement l'indice complexe d'extinction (k) à zéro en dessous de l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium. La densité de courant de court-circuit maximale que peut délivrer la cellule correspond alors bien à celle de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion.

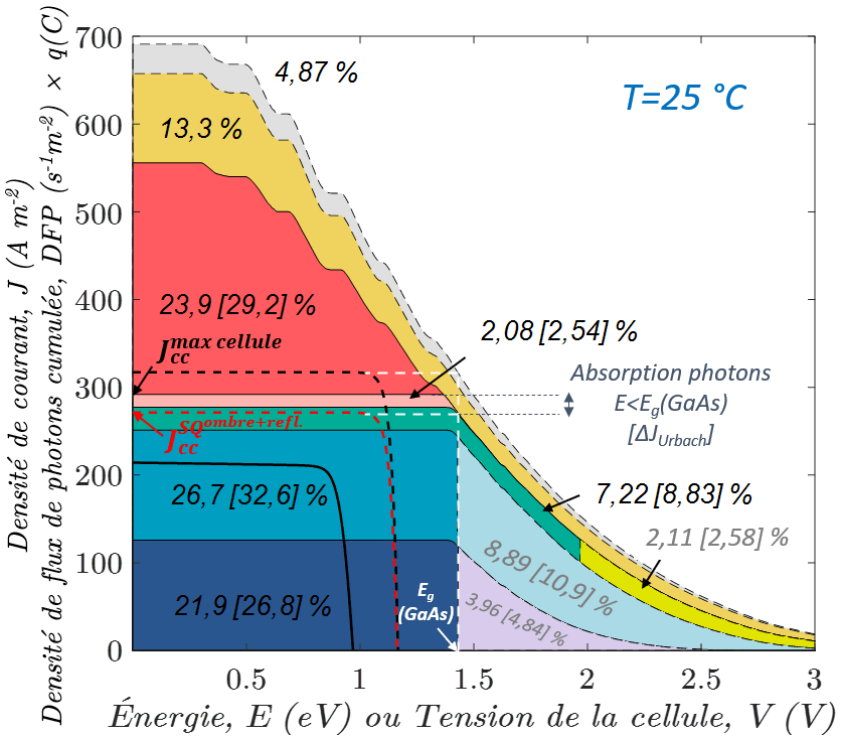


FIGURE 4.15 - *Densité de flux de photons cumulée pour le spectre AM1,5G qui illustre la fraction des photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium, qui est absorbée par la partie active de la cellule et le substrat. Les courbes en pointillés noirs et rouges représentent les caractéristiques courant-tension de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G et après ombrage et réflexion, respectivement. Les pointillés blancs servent de guide visuel.*

On peut ajouter que l'absorption de photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite et pour des indices d'extinction faibles (queue de bande) se produit essentiellement dans le substrat. Ce résultat est validé par le modèle lorsque la couche de substrat est enlevée et que la densité de courant de court-circuit que pourrait délivrer la cellule ($J_{cc}^{max\ cellule}$) calculée est alors égale à celle calculée dans la limite de Shockley-Queisser.

On notera que la fraction de photons absorbés avec une énergie inférieure à l'énergie de bande interdite dans le substrat diminue à plus haute température, environ 1,27 % à 200 °C de la densité de puissance totale contre 2,1 % à 25 °C. Cette évolution provient de la diminution de l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium, qui conduit au décalage de la gamme de longueurs d'onde de la queue de bande d'Urbach. À titre de comparaison, la queue de bande d'Urbach de l'arséniure de gallium s'étend de 870 à 930 nm à 25 °C contre 930 à 995 nm à 200 °C. En parallèle, le spectre AM1,5G est la résultante d'une atténuation du spectre AM0, qui est particulièrement forte pour la gamme de longueurs d'onde de 927 à 990 nm, due aux particules d'eau sous forme vapeur rencontrées dans l'atmosphère [177]. Ces deux éléments conduisent à la diminution de la fraction des photons absorbés dans la gamme de longueurs d'onde de la queue de bande d'Urbach, comme illustré sur les figures 4.13c,d, avec la forte diminution de la courbe rose.

Comme décrit dans la section précédente, l'émetteur est alors le principal bénéficiaire, en terme de flux incident absorbé, de la diminution de l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium. En effet, la fraction absorbée par la base ne varie pas (environ 22 %) sur l'ensemble de la gamme de température considérée.

4.5 Bilan détaillé des pertes et gains de 150 à 200 °C

L'analyse proposée jusqu'ici apporte des informations sur l'évolution des pertes fondamentales et sur la génération de porteurs dans la cellule en fonction de la température. Dans les conditions réelles d'opération d'une cellule solaire, un ensemble de pertes (recombinaisons non radiatives, résistances séries, ...) ou de gains (absorptions liées à la queue de bande d'Urbach) viennent s'ajouter aux pertes fondamentales de Shockley-Queisser. Comme pour les pertes fondamentales, ces pertes ou gains s'expriment sous forme d'une diminution ou augmentation du courant ou de la tension, et sont qualifiés dans la suite de ces travaux par les exposants J et V, respectivement. La première section traite des gains et pertes de courant et la suivante des pertes de tension.

4.5.1 Gain de courant associé à la queue de bande d'Urbach

On a constaté (Figure 4.15) que la cellule solaire absorbait des photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium. Ces absorptions, caractéristiques de la queue de bande d'Urbach, peuvent théoriquement permettre à la cellule de délivrer une densité de courant de court-circuit maximale ($J_{cc}^{max\ cellule}$) supérieure à celle calculée dans les conditions de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réfléxion ($J_{cc}^{SQ^{ombre+refl.}}$).

Pour évaluer le gain correspondant, on a artificiellement réduit l'indice complexe d'extinction (k) à zéro en dessous de l'énergie de bande interdite de l'arséniure de gallium, afin de calculer la densité de courant de court-circuit qu'on a ensuite comparée à la densité de courant de court-circuit calculée avec la queue de bande d'Urbach (Tableau 4.4).

T (°C)	25		150		175		200	
Urbach	Avec	Sans	Avec	Sans	Avec	Sans	Avec	Sans
J_{cc} (A/m^2)	214,1	209,1	215,4	211,8	215,4	212,1	214,2	212,1
ΔJ_{cc} (A/m^2) *Avec-Sans*	5,06		3,56		3,3		2,1	
ΔJ_{Urbach} (A/m^2) $J_{cc}^{max\ cellule} - J_{cc}^{SQ^{ombre+refl}}$	20,7		11,1		10,1		9,22	
$\Delta J_{Urbach}/J_{cc}^{SQ^{ombre+refl}}$ (%)	7,63		3,79		3,42		3,08	
$\Delta J_{cc}/\Delta J_{Urbach}$ (%)	24,4		17,2		15,9		10,1	

TABLEAU 4.4 - *Comparaison de la densité de courant de court-circuit calculée avec ou sans la queue de bande d'Urbach aux températures de 25, 150, 175 et 200 °C. Les différents paramètres sont illustrés sur la figure 4.15.*

On constate que la différence de densité de courant reste faible (moins de 2 % de la densité de courant totale) et qu'elle diminue lorsque la température augmente. Le gain potentiel de courant par rapport aux conditions de la limite Shockley-Queisser moins l'ombre et la réfléxion (ΔJ_{Urbach}), diminue d'environ 8 à 3 % de la valeur de la limite théorique ($J_{cc}^{SQ^{ombre+refl.}}$) lorsque la température croît de 25 à 200 °C. De plus, on observe que le ratio entre le courant liée à l'absorption de photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite (ΔJ_{Urbach}) et le gain de courant réel (ΔJ_{cc}) diminue de 24,4 % à 25 °C jusqu'à 10,1 % à 200 °C.

La diminution du gain potentiel de courant (ΔJ_{Urbach}) est attribuée (Section 4.4) au décalage de la gamme de longueurs d'onde de la queue de bande d'Urbach à des longueurs d'onde où le spectre AM0 est fortement atténué lors de sa traversée de l'atmosphère (Figure 4.13).

4.5.2 Pertes de courant

Pertes de courant dues aux recombinaisons

Le code de Mxcad fourni le taux de recombinaison volumique. Bien que ce taux ne puisse pas être directement rapproché de la limite de Shockley-Queisser calculée pour le spectre incident AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion, ce résultat permet toutefois d'étudier l'évolution des recombinaisons liée à l'augmentation de la température. Les profils des taux de recombinaison radiative et non radiative calculées au point de puissance maximale en fonction de la profondeur de la cellule à 25 et 200 °C sont présentés dans la figure 4.16 et l'intégrale spatiale de ces profils est récapitulée dans le tableau 4.5.

Le premier constat est que le taux de recombinaison radiative diminue globalement dans la cellule solaire lorsque la température croît. En effet, l'augmentation de la durée de vie radiative des porteurs en fonction de l'augmentation de la température (Section 3.3.4) conduit à la diminution du taux de recombinaison radiative dans l'arséniure de gallium. Cette diminution correspond à un facteur 1,64 en court-circuit, comme au point de puissance maximale, dans l'émetteur et la base entre 25 et 200 °C (Figure 4.16 et tableau 4.5). Ce résultat va à l'encontre de l'évolution du courant de court-circuit expérimental (Figure 4.1d), qui montre que la fraction de la limite de Shockley-Queisser atteinte se situe aux environs de 65 % pour l'ensemble des températures. On en conclut que la diminution des recombinaisons radiatives, liées à l'augmentation de la température, est compensée par l'augmentation des pertes dues aux recombinaisons non radiatives.

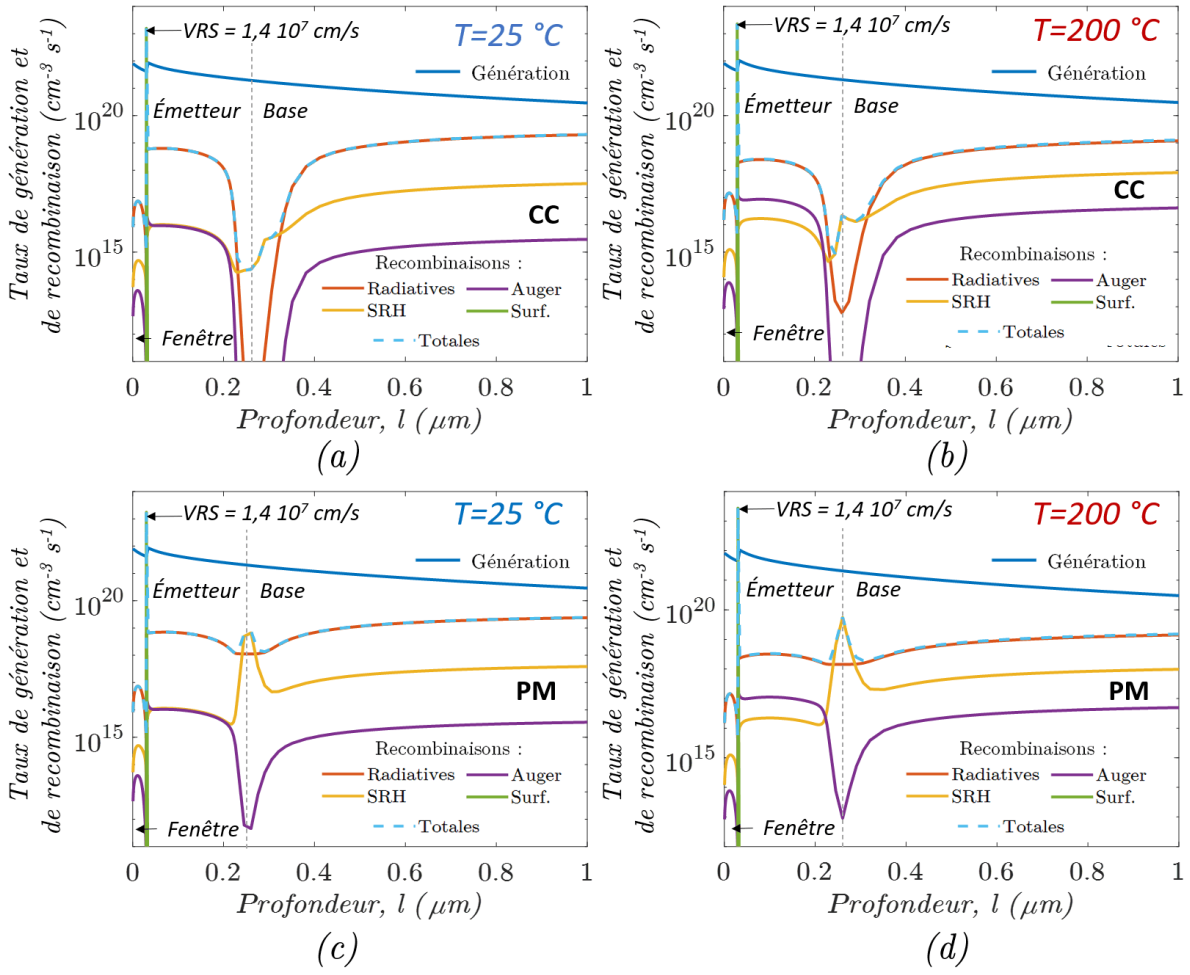


FIGURE 4.16 - *Taux de génération et de recombinaison volumique des paires électron-trou en fonction de la profondeur dans la cellule (jusqu'à 1 micron) en court-circuit (CC) à la température de (a) 25 °C et (b) 200 °C et au point de puissance maximale (PM) à la température de (c) 25 °C et (d) 200 °C.*

Les recombinaisons non radiatives regroupent les recombinaisons dites Auger, Shockley-Read-Hall (SRH) et modélisées par la vitesse de recombinaison à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur (surfacique), décrites dans la section 3.3.4. Les taux de recombinaison correspondant aux deux premiers mécanismes (Auger et SRH) sont inférieurs de plusieurs ordres de grandeur au taux de recombinaison radiative (Figures 4.16 et tableau 4.5). La principale source des pertes non radiatives est donc liée aux recombinaisons de surface modélisées par la vitesse de recombinaison surfacique (VRS).

Les recombinaisons surfaciques qui permettent de tenir compte de l'oxydation de la couche fenêtre sont caractérisées par une vitesse de recombinaison surfacique indépendante de la température (Tableau 4.3). À l'inverse des recombinaisons radiatives, ces recombinaisons augmentent d'un facteur 1,58 en court-circuit, ainsi qu'au point de puissance maximale lorsque

la température croît de 25 à 200 °C (Figures 4.16 et tableau 4.5).

T = 25 °C		Densité de courant de recombinaison (A/m^2)					
		Radiatives	SRH	Auger	Surfaciques	Total (A/m^2)	%
Couche	Fenêtre (volumique)	0	0	0	0	0	0
	Fenêtre (surfacique)	0	0	0	57,12	57	66
	Émetteur	0,17	0	0	0	0,17	0,19
	Base	11,98	0,22	0	0	12,21	14,18
	CSA	0	0	0	0	0	0
	Tampon	1,82	0	0,01	0	1,83	2,12
	Substrat	14,69	0,01	0,04	0	14,74	17,13
	Total (A/m^2)	28,66	0,24	0,05	57,12	86,07	
	%	33,30	0,27	0,06	66,37		100,00

T = 200 °C		Densité de courant recombinaison (A/m^2)					
		Radiatives	SRH	Auger	Surfaciques	Total (A/m^2)	%
Couche	Fenêtre (volumique)	0	0	0	0	0	0
	Fenêtre (surfacique)	0	0	0	90,10	90	82
	Émetteur	0,08	0	0	0	0,09	0,08
	Base	7,30	0,67	0,03	0	7,99	7,27
	CSA	0	0	0	0	0	0
	Tampon	1,33	0	0,09	0	1,43	1,30
	Substrat	9,54	0,03	0,67	0	10,25	9,33
	Total (A/m^2)	18,25	0,71	0,79	90,10	109,85	
	%	16,62	0,64	0,72	82,02		100,00

TABLEAU 4.5 - *Intégrale du profil des taux de recombinaison (densité de courant de recombinaison) pour chaque couche de la cellule et à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur au point de puissance maximale (PM) aux températures de 25 °C et 200 °C.*

En plus des constats précédents, on observe que l'augmentation des taux de recombinaison entre 25 et 200 °C est essentiellement due aux recombinaisons non radiatives qui ont lieu à l'interface entre l'émetteur et la couche fenêtre (recombinaisons surfaciques). Une attention toute particulière devra donc être apportée à un choix alternatif pour la couche fenêtre afin d'éviter des composants pouvant s'oxyder (par exemple en phosphure de gallium-indium). Une autre approche serait d'approfondir par des études complémentaires, la modélisation de l'impact de l'oxydation de l'arséniure d'aluminium gallium en fonction de la température sur les performances des cellules.

Pertes de courant liées aux résistances parallèles

Les pertes liées aux résistances parallèles peuvent être assimilées à un passage alternatif pour les porteurs de charge à la jonction pn, les menant à se recombiner sans produire de travail dans une charge extérieure à la cellule. Il en résulte une diminution de la densité de courant qui évolue en fonction de la tension extérieure appliquée. Les propriétés des matériaux comme la résistance électrique ou le nombre de défauts des flancs de la cellule, en fonction de la température, sont nécessaires pour établir un modèle qui décrirait les résistances parallèles. L'obtention de telles données nécessiterait un travail complémentaire. À défaut de données et d'un modèle, la résistance parallèle est extraite à partir des caractéristiques courant-tension expérimentales (Tableau 4.3, [111]).

TABLEAU 4.6 *Résistances parallèles extraites à partir des caractéristiques courant-tension expérimentales de 25 à 200 °C.*

Température, T (°C)	25	150	175	200
Résitance parallèle, R_p (Ωcm^2)	10000	827	609	357

On observe que la résistance parallèle diminue lorsque la température augmente, ce qui correspond à une augmentation des courants de fuite. On ne possède pas l'explication de cette diminution, mais une analyse complémentaire à l'aide d'un modèle et de données expérimentales permettrait de comprendre ce phénomène. La perte de courant (ΔJ_{R_p}) due au circuit parallèle s'exprime [27] :

$$\Delta J_{R_p} = \frac{V + J(V)R_s}{R_p} \tag{4.11}$$

où R_s sont les résistances séries. Les pertes en densité de puissance peuvent ainsi être calculées comme la densité surfacique de porteurs ($cm^{-2}\ s^{-1}$) allant dans le circuit parallèle (ΔJ_{R_p}) multipliée par l'énergie des porteurs (environ E_g) et s'exprime comme suit [27] :

$$P_{R_p} = \frac{E_g}{q}\ \Delta J_{R_p} \tag{4.12}$$

Le gain de courant par rapport à la limite de Shockley-Queisser due à l'absorption dans le substrat (queue de bande d'Urbach), les pertes par recombinaisons radiatives dans la base, non radiatives à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur et dues aux résistances parallèles sont représentées sur le bilan des pertes (Figure 4.17) et numérotées 1, 2 et 3, respectivement.

4.5.3 Pertes de tension

Comme illustré sur la figure 4.1d, la diminution de la tension de circuit ouvert (V_{co}) est la principale responsable de l'augmentation de l'écart entre les performances de la cellule et la limite théorique lorsque la température augmente. Cette section propose d'analyser les pertes de tension liées aux différentes recombinaisons et résistances séries.

Pertes de tension liées aux recombinaisons

La tension que délivre la cellule est fonction de l'équilibre génération-recombinaison. Dans sa version actuelle, le code de Mxcad ne permet pas de détailler complètement l'origine des pertes de tension. L'étude de l'évolution des taux de recombinaisons dans la section précédente a permis de mettre en avant l'augmentation des recombinaisons à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur (Figure 4.5). Cette augmentation détaillée dans la section 4.5.2, conduit à une diminution de la tension. Les pertes associées correspondent à la différence entre la tension au point de puissance maximale de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G moins l'ombrage et la fraction de photons réfléchis (V_{pm}^{SQ} [AM1,5G-ombre-refl.]) et la tension au point de puissance maximale en sortie du modèle (V_{pm}^{Mxcad}) :

$$\Delta V_{recomb.} = V_{pm}^{Mxcad} - V_{pm}^{SQ}\ [AM1,5G - ombre - refl.] \tag{4.13}$$

Les pertes liées à cette chute de tension se calculent ainsi :

$$P_{RecombV} = J_{pm}^{Mxcad+R_s+R_p}\ \Delta V_{recomb.} \tag{4.14}$$

Ces pertes (numérotées 6) sont représentées en violet sur la figure 4.17. Ces pertes de tension augmentent d'un facteur 1,47 entre 25 et 200 °C. Ce facteur, reste toutefois inférieur à l'augmentation des recombinaisons à l'interface (1,58). Une explication possible réside dans la diminution des recombinaisons radiatives qui compensent en partie l'impact des recombinaisons totales sur la tension.

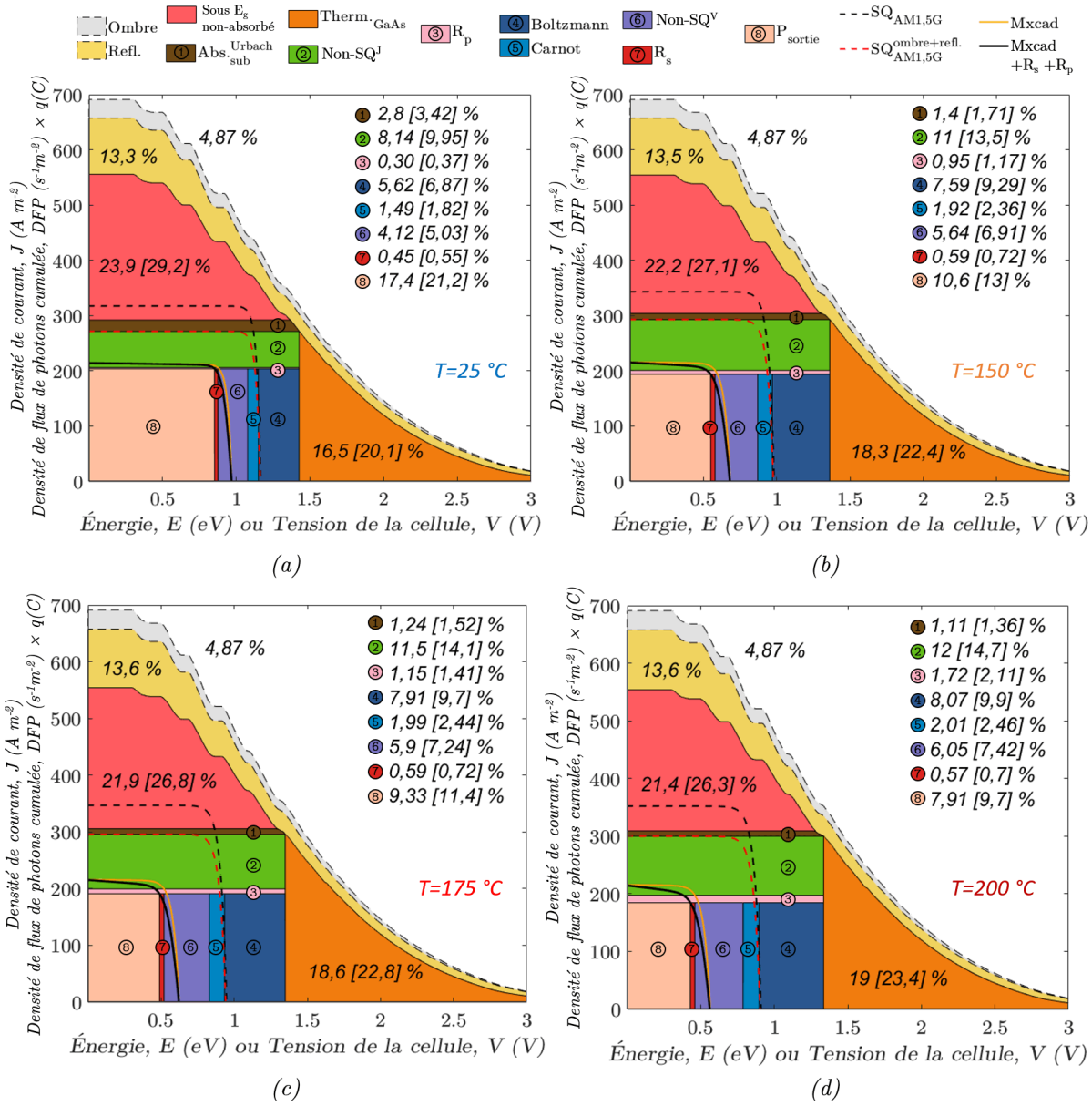


FIGURE 4.17 - *Densité de flux de photons cumulée pour le spectre AM1,5G. La fraction d'ombrage ainsi que les pertes optiques par réflexion sont représentées. Les pertes fondamentales de tension de Carnot et de Boltzmann ainsi que les pertes par thermalisation sont représentées. Les pertes par recombinaisons non radiatives (vrs), ainsi que de transport (résistances série R_s et parallèle R_p) sont représentées. Les résultats sont présentés aux températures de (a) 25 °C, (b) 150, (c) 175 et (d) 200 °C. Les courbes en pointillés noirs et rouges représentent les caractéristiques de courant-tension de la limite de Shockley-Queisser pour le spectre AM1,5G et avec l'ajout de l'ombrage et de la réflexion, respectivement. Les pourcentages représentent la fraction de la densité de puissance totale du spectre AM1,5G et ceux entre crochets du spectre AM1,5G moins l'ombrage et la réflexion.*

Pertes de tension liées aux résistances séries

Les porteurs perdent de leur énergie potentielle par collision avec les atomes du réseau cristallin ainsi que lors du transfert des porteurs à l'interface entre le semiconducteur et le contact métallique (résistance spécifique de contact). La chute de tension liée aux résistances séries est calculée comme la différence de tension entre la tension au point de fonctionnement maximal avant (V_{pm}^{Mxcad}) et après ajout du modèle de résistance série ($V_{pm}^{Mxcad+R_s+R_p}$) :

$$\Delta V_{R_s} = V_{pm}^{Mxcad} - V_{pm}^{Mxcad+R_s+R_p} \tag{4.15}$$

Les pertes dues aux résistances séries sont alors obtenues en multipliant cette différence de tension avec la densité de courant au point de puissance maximale ($J_{pm}^{Mxcad+R_s+R_p}$) :

$$P_{R_s} = J_{pm}^{Mxcad+R_s+R_p}\ \Delta V_{R_s} \tag{4.16}$$

Ces pertes (numérotées 7) sont représentées en rouge sur le bilan des pertes (Figure 4.17). Comme indiqué dans la section 3.3.2, la résistance spécifique de contact diminue faiblement de 3 à 2 Ω cm^2 entre 25 et 200 °C. En parallèle, la contribution de la résistance de transport latéral dans l'émetteur (r_{emett}) augmente. L'ensemble conduit à l'augmentation de la résistance série globale et des pertes associées (Figure 4.7).

T (°C)	$r_{émett}$ (Ω cm^2)	r_{sub} (Ω cm^2)	r_d (Ω cm^2)	r_{BB} (Ω cm^2)	R_s (Ω cm^2)
25	0,28	0	0,78	0,27	1,34
150	0,51	0	0,78	0,27	1,56
175	0,57	0	0,78	0,27	1,62
200	0,67	0	0,78	0,27	1,67

T (°C)	ΔV (V)	J_{pm} (A/m^2)	P_{Rs} (W/m^2)	$P_{Rs}/P_{inc.}$ (%)
25	0,02	203,8	4,48	0,45
150	0,03	193,9	5,86	0,59
175	0,03	190,9	5,88	0,59
200	0,03	184,6	5,70	0,57

TABLEAU 4.7 - *Calcul de la résistance série totale en fonction de la température à l'aide du modèle utilisé par Milovich et al. [98] et issu des travaux de Meier et al. [126]. Évolution des pertes associées en fonction de la température.*

L'augmentation des pertes liées aux résistances séries est principalement due à l'augmentation de la résistance latérale de transport dans l'émetteur entre 25 et 200 °C à cause de la diminution de la mobilité. Ce résultat conduit les pertes dues aux résistances séries à augmenter de 0,45 à 0,59 % de la densité de puissance totale entre 25 à 175 °C, avant de diminuer à

200 °C, car la densité de courant délivrée au point maximal de puissance (J_{pm}) diminue avec l'augmentation de la température. Ce résultat indique que la grille de contact optimisée à température ambiante est aussi performante à plus haute température. La grille de contact ne nécessite alors pas de travail d'optimisation particulier à haute température.

4.6 Analyse de l'augmentation du rapport $\eta^{réel}/\eta^{SQ}$ lorsque la température augmente

Le tableau 4.8 présente la distribution de la densité de puissance radiative incidente aux températures de 25 °C et 200 °C. Ce tableau récapitule les bilans associés à la figure 4.17. Comme évoqué précédemment, dans sa version actuelle, le code de Mxcad ne permet pas de détailler précisément l'origine des pertes de tension et de courant. Afin d'analyser l'augmentation de l'écart du rendement mesuré à celui de la limite de Shockley-Queisser lorsque la température augmente, cette même limite est ici utilisée comme référence (Figure 4.17).

Parmi les pertes fondamentales, on observe que la fraction qui correspond aux photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite qui ne sont pas absorbés (« Sous E_g non-absorbé ») et celle perdue par thermalisation, est constante à environ 40 % de la densité de puissance incidente, lorsque la température croît de 25 °C à 200 °C. En effet, la diminution de l'énergie de bande interdite, lorsque la température augmente, entraîne une diminution de la fraction du flux qui n'est pas absorbé par la cellule, mais également une augmentation des pertes par thermalisation. L'analyse de l'évolution des autres pertes fondamentales en fonction de la température a déjà été réalisée dans la section 4.3.

L'augmentation de l'écart du rendement mesuré à celui de la limite de Shockley-Queisser, lorsque la tempérante croît, provient de l'augmentation des pertes non fondamentales. Ces pertes, sont illustrées sur les diagrammes circulaires (Tableau 4.8) et la figure 4.17, par les couleurs : verte (numérotée 2), rose (numérotée 3), violette (numérotée 6) et rouge (numérotée 7).

			T=25 °C			T=200 °C		
			Densité de Puissance (W/m^2)	① % de la densité de puissance incidente	② % de la densité de puissance incidente - réflexion, ombrage	Densité de Puissance (W/m^2)	① % de la densité de puissance incidente	② % de la densité de puissance incidente - réflexion, ombrage
		Densité de puissance incidente	1000	100,0		1000	100,0	
Non absorbé		Fraction ombrage	48,8	4,9		48,8	4,9	
		Puissance incidente réfléchie	133,5	13,3		136,1	13,6	
		Densité de puissance non réfléchie + ombrage	817,7	81,8	100,0	815,2	81,5	100,0
Densité de puissance incidente	Pertes fondamentales	Sous E_g non-absorbé	239,0	23,9	29,2	214,5	21,5	26,3
		Thermalisation	164,8	16,5	20,1	190,7	19,1	23,4
		Boltzmann	56,2	5,6	6,9	80,8	8,1	9,9
		Carnot	14,9	1,5	1,8	20,1	2,0	2,5
	Pertes non fondamentales	Absorption Urbach	28,0	2,8	3,4	11,1	1,1	1,4
		Non-SQ (J)	93,4	9,3	11,4	136,7	13,7	16,8
		Non-SQ (V)	41,2	4,1	5,0	60,6	6,1	7,4
		Résistance série	4,5	0,5	0,6	5,7	0,6	0,7
		Résistance parallèle	3,0	0,3	0,4	17,2	1,7	2,1
		Puissance électrique	174,0	17,4	21,3	79,1	7,9	9,7

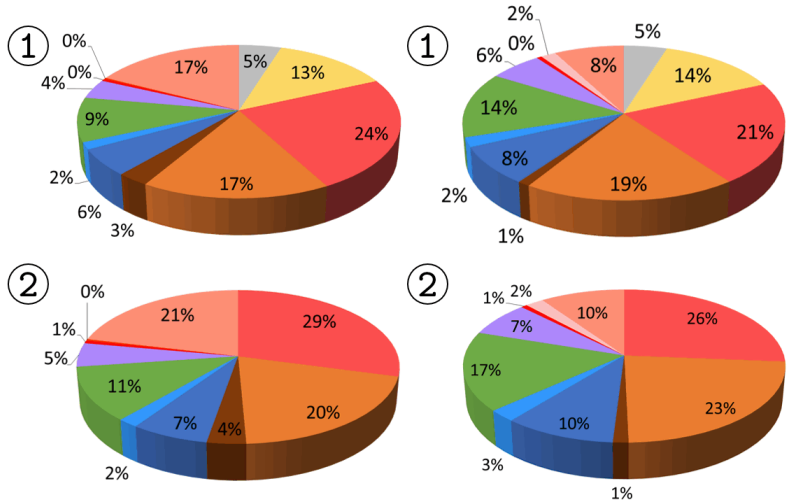


TABLEAU 4.8 - *Distribution de : 1. la densité de puissance incidente correspondant au spectre AM1,5G ; 2. la densité de puissance solaire incidente moins les pertes liées à l'ombrage et la réflexion pour les températures de 25 °C et 200 °C. Les différents éléments qui composent les diagrammes circulaires correspondent aux couleurs présentes dans le tableau.*

On confirme que l'impact de la résistance série (représenté en rouge, numéroté 7 sur la figure 4.17 et dont le détail est fourni dans la section 4.5.3), qui est d'environ 0,5-0,6 % de la densité de puissance incidente à 25 °C et 200 °C, respectivement, n'est pas la source principale de l'augmentation de cet écart.

L'augmentation est quant à elle, plus marquée pour les pertes liées à la résistance parallèle (représentées en rose et numérotées 3 sur la figure 4.17). Ces pertes augmentent d'environ 0,4 % à plus de 2 % de la densité de puissance incidente à 25 °C et 200 °C, respectivement. Elles sont généralement dues à des défauts de fabrication et comme évoqué dans la section 4.5.2, on ne dispose pas d'informations suffisantes pour pouvoir apporter l'explication physique de ce phénomène. On peut cependant approfondir nos connaissances sur le sujet en réalisant, par exemple, des mesures de résistance électrique des flancs en fonction de la température et alimenter ainsi un modèle physique.

La puissance radiative absorbée correspondant à la queue de bande d'Urbarch est représentée en marron (numérotée 1 sur la figure 4.17). Elle représente un gain potentiel par rapport à la limite de Shockley-Quessier et son évolution lorsque la température augmente a fait l'objet de la section 4.5.1.

On observe que l'augmentation la plus significative est celle des pertes nettes de courant « $Non - SQ^J$ » et de tension « $Non - SQ^V$ » (numérotées 2 et 6, respectivement, sur la figure 4.17). Ce sont en effet des pertes nettes, par rapport à la limite de Shockley-Quessier ($SQ_{AM1,5G}^{ombre+refl.}$), car elles regroupent les recombinaisons non radiatives et les recomcombinaisons radiatives liées à la queue de bande d'Urbach. On pourrait toutefois estimer la contribution des recombinaisons radiatives liées à la queue de bande d'Urbach, en calculant la limite radiative qui inclut l'absorption des photons d'énergie inférieure à l'énergie de bande interdite.

D'autre part, en se référant à l'évolution des taux de recombinaison au sein de la cellule en fonction de la température, détaillée dans la section 4.5.2, les recombinaisons non radiatives liées à la vitesse de recombinaison surfacique positionnée à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur augmentent. En effet, ces pertes n'étant pas prises en compte dans le calcul de la limite de Shockley-Queisser, elles contribuent donc à l'évolution de l'écart qui existe avec cette limite. On relève ainsi que l'augmentation de ces recombinaisons, lorsque la température croît, conduit à l'augmentation des pertes associées (« $Non - SQ^J$ » et « $Non - SQ^V$ »). À l'aide du modèle, on peut ici approfondir l'analyse de l'origine de l'augmentation de ces pertes.

La vitesse de recombinaison de surface à l'interface a été jusqu'à présent, dans notre modèle, prise fixe à sa valeur à 25 °C (1,4 10^7 cm/s). Une première approche consiste à faire varier la vitesse de recombinaison surfacique en fonction de la température afin de connaitre son impact sur l'évolution de ces recombinaisons.

La figure 4.18 présente la réponse spectrale et la caractéristique courant-tension obtenues à 200 °C en ajustant la valeur de la vitesse de recombinaison surfacique. Lorsqu'on diminue cette vitesse de 1,4 10^7 à 10^7 cm/s, on obtient un meilleur accord avec les données expérimentales pour la réponse spectrale (Figure 4.18a), en particulier pour la gamme de longueurs d'onde inférieures à 800 nm. Ce résultat conduit alors à une meilleure correspondance avec la densité de courant de court-circuit expérimentale (Figure 4.18b). On constate également que la tension de circuit ouvert n'est pas significativement modifiée. On en conclut que l'évolution de la vitesse de recombinaison surfacique n'est pas à l'origine de l'augmentation du taux de recombinaison à l'interface.

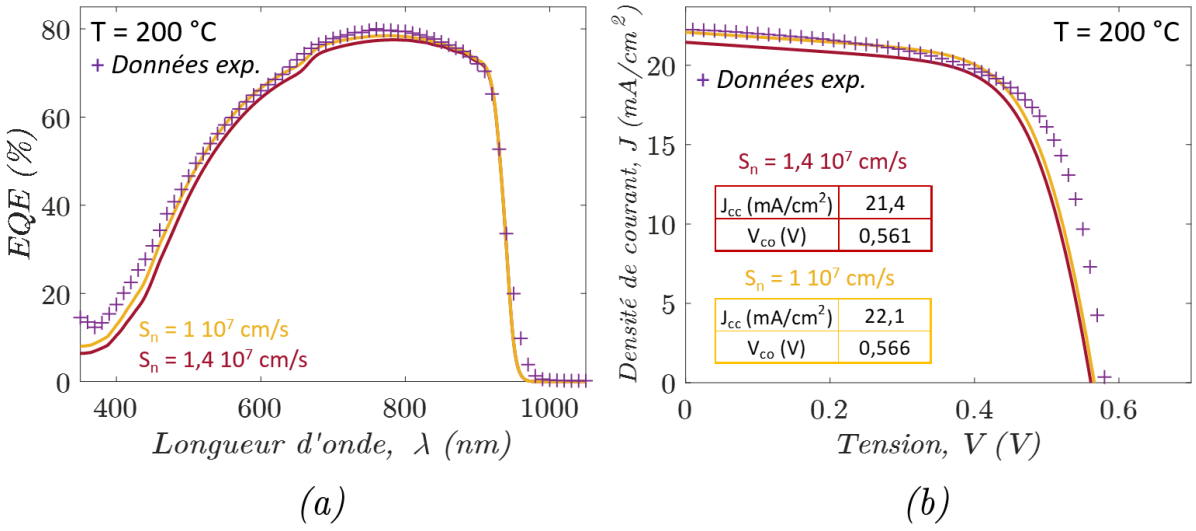


FIGURE 4.18 - *Impact de la variation de la vitesse de recombinaison des électrons (S_n) à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur, à 200 °C. (a) Efficacité quantique externe ; (b) caractéristique courant-tension.*

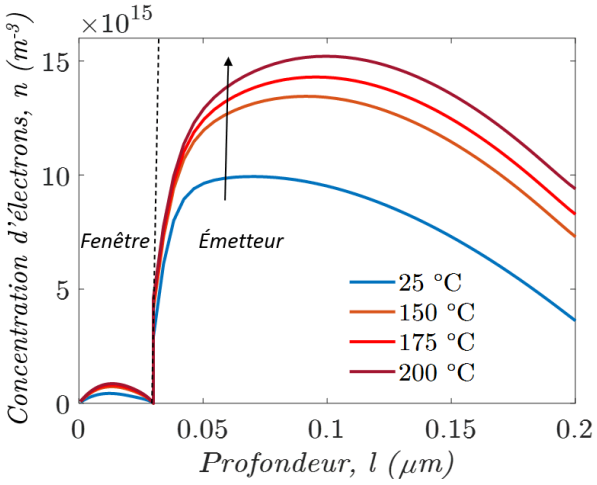
Afin d'identifier la source de cette augmentation, on peut étudier le taux de recombinaison (R_S) associé à la vitesse de recombinaison à l'interface et qui est calculé dans Mxcad comme suit :

$$R_S = \frac{n_s p_s - n_i^2}{\frac{\Delta x}{2S_n}(p_s + n_i) + \frac{\Delta x}{2S_p}(n_s + n_i)} \tag{4.17}$$

où n_s et p_s sont les concentrations d'électrons et de trous à l'interface, respectivement, S_n et S_p les vitesses de recombinaison des électrons et des trous, respectivement et Δx est la largeur du maillage spatial entre l'amont et l'aval de l'interface. Dans le cas d'un matériau fortement dopé p, où la valeur de la densité intrinsèque de charge (n_i) et de la concentration d'électrons à l'interface (n_s) sont bien inférieures au dopage (comme dans le cas présent), pour plus de lisibilité, on peut approximer cette équation comme suit [94, 139] :

$$R_s \simeq S_n(n_s - n_0) \tag{4.18}$$

où n_0 est la concentration d'électrons à l'équilibre. On constate que l'origine de l'augmentation des recombinaisons à l'interface est donc liée à l'évolution de la concentration d'électrons en fonction de la température, représentée sur la figure 4.19.



(a)

Couche	Fenêtre		Émetteur	
Matériaux	AlGaAs		GaAs	
N_A (m^{-3})	10^{24}		10^{24}	
T (°C)	25	200	25	200
n_i (m^{-3})	71,45 10^6	6,46 10^{14}	1,76 10^{12}	3,12 10^{17}
n_i^2 (m^{-3})	5,11 10^9	4,17 10^{23}	3,1 10^{18}	9,73 10^{28}
n_0 (m^{-3})	5,11 10^{-11}	4,17 10^5	3,1	9,73 10^{10}
n_s (m^{-3})	1,7 10^8	2 10^{11}	2,9 10^{15}	6 10^{15}

n_s-n_0 (m^{-3})	1,7 10^8	2 10^{11}	2,9 10^{15}	6 10^{15}

(b)

FIGURE 4.19 - *Evolution de la concentration d'électrons en fonction de la profondeur et (a) de la température, allant de 25 °C jusqu'à 200 °C; (b) paramètres d'intérêt de la modélisation des recombinaisons surfaciques à l'interface entre l'émetteur et la couche fenêtre.*

Le premier constat est que la concentration d'électrons à l'interface augmente lorsque la température croît (Figure 4.19). De plus on observe que la valeur de la concentration d'électrons

à l'équilibre (n_0) est toujours inférieure d'au moins un ordre de grandeur à la concentration d'électrons à l'interface (n_s). Ce résultat conforte notre analyse du facteur responsable, dans le modèle, de l'augmentation des recombinaisons à l'interface. L'origine de l'évolution de la concentration d'électrons en fonction de l'augmentation de la température est toutefois moins évidente.

Bien qu'on puisse suspecter raisonnablement que l'origine de l'augmentation de la concentration d'électrons à l'interface soit multifactorielle, dans une première approche à l'aide de la modélisation, on a pu identifier deux paramètres physiques responsables de cette augmentation. Au premier ordre, on a observé que la diminution de la mobilité liée à l'augmentation de la température joue un rôle majeur dans l'augmentation de la concentration des électrons. D'autre part, en prenant les indices optiques complexes de l'arséniure de gallium fixes, à leurs valeurs à 25 °C, on observe également une diminution de la concentration d'électrons à l'interface entre l'émetteur et la couche fenêtre, liée à la diminution de l'indice d'extinction (k) et donc du nombre de photons absorbés dans l'émetteur à proximité de l'interface. On a constaté toutefois que ces deux seuls paramètres n'expliquent pas entièrement l'évolution de la concentration d'électrons et que d'autres paramètres doivent être identifiés.

4.7 Conclusions

Analyse du comportement des cellules de 150 à 200 °C

- L'évolution des figures de mérite de la cellule en arséniure de gallium testée de 150 à 200 °C a été présentée. La comparaison des figures de mérite à la limite de Shockley-Queisser a montré que la diminution de la tension de circuit ouvert est la première source de l'augmentation de l'écart à la limite théorique.

- La comparaison de l'évolution de la tension de circuit ouvert de notre cellule à celle d'autres cellules issues de la littérature a été réalisée. L'écart de tension à la limite théorique des différentes cellules, exprimé sous la forme d'un facteur unique ($F_{Réel/SQ}$), a été comparé. Nous avons conclu que l'augmentation des pertes non fondamentales diffère entre les cellules et qu'elle provient des différences de structure.

- Le détail des choix de propriétés physiques utilisées dans le modèle a été fourni. Les données physiques de l'arséniure d'aluminium-gallium sont encore lacunaires au delà de 100 °C.

- Le comportement optique de la cellule solaire de 150 à 200 °C a été analysé. Le détail de la fraction du flux incident absorbée par les différentes couches de la cellule et son évolution en fonction de la température a été fourni. Ce bilan montre que l'absorption des photons dans l'émetteur augmente lorsque la température croît de 25 à 200 °C en relation avec l'évolution des indices optiques de l'arséniure de gallium. De plus, l'absorption liée à la queue d'Urbach a principalement lieu dans le substrat et aucune dégradation significative des performances optiques de la cellule n'a été observée.

- Le bilan des pertes fondamentales en fonction de la température a été réalisé.

- Le bilan des pertes de courant et de tension jusqu'à 200 °C a été détaillé. Il a été montré que l'impact des résistances séries ne nécessite pas de travail d'optimisation particulier de la grille de contact. L'augmentation de l'écart des performances de la cellule à la limite théorique est due à l'augmentation des recombinaisons non radiatives liées à la vitesse de recombinaison à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur. Il a été montré que l'augmentation de ces recombinaisons est proportionnel à l'augmentation de la concentration d'électrons à l'interface lorsque la température augmente.

Chapitre 5

Conclusion générale

Ce manuscrit de thèse de doctorat a présenté l'étude du comportement des cellules photovoltaïques soumises à un stress thermique. Dans un premier temps, l'analyse bibliographique poussée des performances des cellules solaires en arséniure de gallium testées à des températures supérieures à 100 °C et jusqu'à 200 °C a été réalisée. Ensuite, une cellule « véhicule de test » dont la structure a été définie pour maximiser le rendement à 25 °C, avec toutefois quelques contraintes (matériaux disponibles pour la fabrication), a été fabriquée. La cellule et ses composants ont été caractérisés et analysés à 25 °C et de 150 à 200 °C. Enfin, l'analyse de l'évolution des pertes dans la cellule solaire en fonction de la température a été réalisée. Une origine de l'augmentation de l'écart des performances de la cellule à la limite théorique a été identifiée.

Conclusions des travaux sur les cellules solaires opérant sous stress thermique

Dans le premier chapitre de cette thèse, les applications telles que les missions spatiales proches du soleil ainsi que l'hybridation de la conversion photovoltaïque avec la conversion thermique nécessitant des cellules conçues pour fonctionner optimalement à des températures de 150 à 200 °C, ont été présentées. Un état de l'art des cellules solaires testées à haute température (>100 °C) a montré qu'une cellule avec un rendement plus élevé dans les conditions standards de test (T=25 °C) ne présentait pas nécessairement le meilleur rendement à plus haute température. L'évolution de la limite de Shockley-Queisser en fonction de la température a montré que l'arséniure de gallium (GaAs, $E_g(300\ \mathrm{K}) = 1,42\ \mathrm{eV}$) était l'un des choix optimums pour une cellule solaire devant opérer sur la plage de 150 à 200 °C. L'analyse poussée des performances des cellules solaires en arséniure de gallium issues de l'état de l'art des cellules testées sous stress thermique a montré qu'elles n'étaient pas conçues pour fonctionner optima-

lement à haute température. La majorité de ces cellules étaient de type p (base dopée p), ce qui présente l'avantage d'une meilleure mobilité des porteurs minoritaires dans la base, mais pose aussi le problème de la réalisation d'un dopage élevé de la couche cap pour la réalisation de contacts ohmiques. L'étude des figures de mérite des cellules a montré que leur évolution n'était pas nécessairement linéaire lorsque la température augmente (>100 °C). On en a conclu que la validité d'utilisation des coefficients de température est contestable pour des températures dépassant 100 °C. L'étude de l'efficacité quantique externe des cellules solaires en arséniure de gallium testées à haute température a montré que leurs propriétés optiques ainsi que leurs performances de collecte des charges ne se dégradaient pas significativement à plus haute température. Par ailleurs, l'analyse des figures de mérite des cellules a révélé que la tension de circuit ouvert (V_{co}) était la source principale de la dégradation de leurs performances lorsque la température croît.

Dans le second chapitre de la thèse, un état de l'art des cellules en arséniure de gallium testées à 25 °C a été présenté et a permis d'en définir leurs architectures conventionnelles : cellule de type n (en opposition aux cellules testées à plus haute température) avec une bicouche anti-reflets en sulfure de zinc (ZnS) et fluorure de magnésium (MgF_2), une couche fenêtre et de champ de surface arrière en arséniure d'aluminium-gallium, un émetteur de faible épaisseur ($\sim$200 nm) et une base ($\sim$3 μm) en arséniure de gallium, et des contacts à base d'or. La modélisation d'une cellule de référence, tirée des travaux de Louarn [103], a été réalisée. Cette étape a permis de mettre en évidence que l'oxydation de la couche fenêtre, en arséniure d'aluminium-gallium, nuit aux performances de collecte des charges pour les longueurs d'onde inférieures à l'énergie de bande interdite de l'arséniure d'aluminium-gallium ($\sim$600 nm à 300 K). L'impact de l'oxydation dans la couche fenêtre a été modélisé par une vitesse de recombinaison surfacique à l'interface entre la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium et l'émetteur en arséniure de gallium. Le détail des différents paramètres et les modèles des propriétés physiques à température ambiante de l'arséniure de gallium et l'arséniure d'aluminium-gallium ont été fournis. Une optimisation paramétrique de l'épaisseur et du dopage des couches constitutives de la cellule a été réalisée. L'épaisseur idéale de la couche fenêtre est fonction de son absorption (couche la plus fine possible) et de son rôle de barrière (suffisamment épaisse). Son dopage quant à lui influe peu sur les performances de la cellule. Pour l'émetteur, les performances sont accrues pour un faible dopage (meilleure mobilité et donc densité de courant) et pour une épaisseur comprise entre 200 et 400 nm. La base nécessite d'être suffisamment épaisse (>2000 nm) pour obtenir les meilleures performances avec un faible dopage. La principale amélioration du rendement de la cellule de 18 % à 24 %, a été obtenue par l'ajout d'une couche anti-reflets en dioxyde de silicium (SiO_2). Deux approches de modélisation de grille de contacts, l'une

analytique [126] et l'autre à l'aide d'un modèle pseudo-3D [113], ont été adoptées. Les deux approches donnent un résultat similaire pour une grille de contact optimisée à 25 °C et pour laquelle les résistances séries sont principalement issues des résistances associées au transport latéral des charges dans l'émetteur et dans les doigts de la grille de contact. L'ensemble des étapes de fabrication de la cellule a été fourni. Le détail des systèmes de caractérisation de la cellule, la résistance spécifique de contact (par la méthode MLTC), la mobilité des porteurs majoritaires (par effet Hall), l'indice de réfraction complexe (par ellipsométrie) et la durée de vie des porteurs (par PLRT) a été fourni. Une approche originale d'extraction de résistivité spécifique de contact, qui inclut la propagation des incertitudes de mesure par une approche Monte Carlo, a été proposée.

Dans le troisième chapitre, les différents systèmes de chauffe et de mesure de la température ainsi que leurs incertitudes ont été détaillés. Le système de chauffe développé en interne a permis une montée en température jusqu'à 200 °C tout en assurant l'homogénéité de la température en surface et au sein de la cellule. Les mesures de la réponse spectrale et de la caractéristique courant-tension de la cellule solaire en fonction de la température ont été présentées. Tout comme les cellules étudiées à plus haute température, la cellule présente notamment une diminution de l'énergie de bande interdite qui conduit à une augmentation du courant de court-circuit (J_{cc}) et en parallèle à une diminution de la tension de circuit ouvert (V_{co}) menant à la diminution de son efficacité lorsque la température augmente. La stabilité des performances de la cellule dans le temps a également été démontrée par l'obtention de résultats similaires après plusieurs mois et de multiples montées en température. La mobilité des porteurs en fonction de la température pour l'arséniure de gallium dopé p a été mesurée par effet Hall et est en accord avec le modèle de Caughey-Thomas [93]. À 200 °C, la chute de mobilité observée expérimentalement n'est toutefois pas obtenue par le modèle [93] et nécessite une analyse plus poussée. La résistivité spécifique de contact (ρ_c) en fonction de la température pour une métallisation composée d'un alliage d'or, de germanium et de nickel (AuGeNi) et pour une tri-couche de titane, de platine et d'or (Ti/Pt/Au) a été mesurée. Dans les deux cas, l'augmentation de la température conduit à une faible diminution de la résistivité spécifique de contact. Celle-ci a été attribuée à l'augmentation de l'émission de porteurs par-dessus la barrière d'énergie entre le niveau de la bande de conduction du semiconducteur et le métal. En parallèle, l'augmentation des résistances séries causée par la diminution de la mobilité des porteurs (augmentation des résistances latérales) a été montrée. Les mesures des indices de réfraction et d'extinction (n et k) de l'arséniure de gallium (GaAs) et de l'arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs) en fonction de la température jusqu'à 200 °C ont été réalisées par ellipsométrie. En plus du décalage du front d'absorption vers les gammes de longueurs

d'onde plus élevées (diminution de l'énergie de bande interdite), on constate que lorsque la température croît, l'indice d'extinction (k) de l'arséniure de gallium augmente pour les longueurs d'onde supérieures à 450 nm et conduit donc à une augmentation de l'absorption. Une évolution similaire est observée pour l'indice de réfraction (n). La durée de vie radiative des porteurs dans l'arséniure de gallium non-intentionnellement dopé a été calculée à partir des mesures d'ellipsométrie. L'élévation de la température conduit à l'augmentation de la durée de vie radiative. En effet, la variation des indices optiques (n et k) des matériaux conduit à la diminution du coefficient de recombinaison radiative (B_{rad}). Des mesures complémentaires de photoluminescence résolue en temps (PLRT) permettant d'extraire la durée de vie des porteurs minoritaires dans la structure de la cellule ont été réalisées. Les durées de vie extraites de ces mesures ont été comparées aux durées de vie calculées avec les indices optiques. Les durées de vie extraites par les deux méthodes sont équivalentes pour un matériau ayant un dopage correspondant à celui de l'émetteur.

Dans le quatrième chapitre, l'évolution des figures de mérite de notre cellule en arséniure de gallium présentant les meilleures performances et testée de 150 à 200 °C, a été présentée. La comparaison des figures de mérite à la limite de Shockley-Queisser a confirmé que la diminution de la tension de circuit ouvert était la première source de l'augmentation de l'écart à la limite théorique. Cet écart pour notre cellule et des cellules issues de la littérature, a été exprimé sous la forme d'un facteur unique ($F_{Réel/SQ}$). Il en résulte que sur les trois cellules étudiées à plus de 150 °C, une cellule [33] possède un facteur $F_{Réel/SQ}$ constant lorsque la température augmente (environ 6,5). Pour les deux autres [30], dont celle de cette étude, ce facteur est plus élevé (compris entre 7 et 8) et augmente lorsque la température croît. Plus important, pour ces deux dernières cellules l'augmentation de ce facteur est différente. En effet, si ce facteur est plus élevé pour notre cellule à 25 °C, son augmentation plus faible à mesure que la température augmente, mène les deux cellules à présenter une valeur égale à 200 °C. La différence d'augmentation des pertes non fondamentales entre les cellules a ainsi été attribuée aux différences de structures. Ce résultat nous a poussés à proposer une analyse de l'évolution des différentes pertes en fonction de la température à l'aide d'un solveur TCAD développé en interne et d'une représentation graphique à double échelle permettant de représenter la densité de flux de photons cumulée en fonction de l'énergie des photons, mais également une densité de courant en fonction d'une tension. Cette représentation permet de calculer et de visionner différentes pertes par rapport à la limite de Shockley-Queisser. Le détail des choix de propriétés physiques utilisées dans le modèle a été fourni. Le bilan des pertes fondamentales de 25 à 200 °C a été réalisé et montre l'augmentation des pertes de tension issues de recombinaisons radiatives et formalisées via un facteur de Carnot et une

équation de Boltzmann. L'apport principal de ce travail réside dans l'analyse poussée des pertes non fondamentales de la cellule de référence en fonction de la température. L'étude du comportement optique de la cellule solaire de 150 à 200 °C, a été fournie. On constate que l'absorption des photons dans l'émetteur augmente lorsque la température croît de 25 à 200 °C. En effet, l'indice d'extinction (k) augmente pour l'arséniure de gallium d'environ 20 % pour les longueurs d'onde supérieures à 700 nm lorsque la température croît jusqu'à 200 °C. L'analyse de l'évolution des taux de recombinaison en fonction de la profondeur dans la cellule a été réalisée. Elle montre que l'augmentation des pertes de courant et de tension est principalement due aux recombinaisons qui ont lieu à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur. L'augmentation des recombinaisons est alors attribuée à l'augmentation de la concentration d'électrons à l'interface lorsque la température augmente.

Perspectives de recherche sur les cellules solaires opérant sous stress thermique

Le travail décrit dans le manuscrit de thèse ouvre un certain nombre de perspectives. On distinguera les perspectives qui visent à approfondir les résultats présentés dans ces travaux de thèse et celles qui concernent le domaine de recherche, en particulier pour l'hybridation de la conversion photovoltaïque avec la conversion thermique.

Dans les perspectives qui viennent approfondir les travaux de thèse, l'axe principal d'amélioration concerne le choix de la couche fenêtre en arséniure d'aluminium-gallium (AlGaAs). Ce travail pourrait porter sur l'approfondissement des connaissances des propriétés physiques du matériau (indices optiques, mobilité des porteurs, durées de vie et mécanismes de recombinaisons), qui s'avèrent particulièrement limitées lorsque la température est supérieure à 300 K, voire uniquement connues pour des fractions molaires d'aluminium données.

Pour la caractérisation par ellipsométrie de l'arséniure d'aluminium-gallium, il est nécessaire de travailler sur une encapsulation du matériau qui est différente d'une couche d'arséniure de gallium. De même une analyse approfondie du phénomène d'oxydation sur les propriétés du matériau (impact sur les indices optiques, propriétés physiques aux interfaces en particulier avec l'arséniure de gallium et les vitesses de recombinaisons) pourrait être réalisée. Un axe de recherche porte sur la modélisation d'une telle couche. En effet, dans notre modèle, les recombinaisons sont modélisées par une vitesse de recombinaison à l'interface entre la couche fenêtre et l'émetteur alors que les recombinaisons se produisent également en surface et dans l'ensemble de la couche oxydée. L'ensemble de ces analyses permettrait d'approfondir la

physique qui régit l'interaction entre une couche oxydée et la partie active de la cellule (en particulier avec l'émetteur).

Un dernier axe de recherche concerne les étapes de fabrication de la cellule. Une recommandation qui peut être faite serait d'éviter tout contact avec une source d'oxygène. Parmi celles-ci, on retrouve l'exposition à l'air ou encore l'étape de gravure humide de la couche cap. Une autre recommandation serait également d'éviter le dépôt direct d'une couche anti-reflets principalement composée d'oxygène, bien que celle-ci soit restée stable entre 25 et 200 °C. Une solution serait de la remplacer par une bicouche composée de sulfure de zinc et de fluorure de magnésium (ZnS/MgF_2) qui supprime les problèmes liés à l'oxygène. À défaut, une option serait de pouvoir utiliser une couche barrière d'un matériau tel que le phosphure de gallium-indium (GaInP) [102]. Une autre proposition serait d'effectuer une désoxydation par plasma dans le bâti de dépôt de la couche anti-reflets avant son dépôt. On peut également ajouter pour la couche anti-reflets réalisée au laboratoire qu'elle nécessite la caractérisation de ses indices optiques de 150 à 200 °C.

Un second travail porte sur les mesures. Une attention toute particulière doit être apportée à l'étalonnage des différents systèmes de mesure. La mesure de température nécessite d'être étalonnée très rigoureusement afin de s'assurer que le terme du second ordre intervenant dans la conversion de la mesure de résistance des sondes $Pt100$ ne conduise pas à des erreurs de mesure. L'ensemble des systèmes de mesures électriques devrait également être régulièrement étalonné.

Au laboratoire, une attention doit être portée sur l'amélioration de la mesure de réponse spectrale. En effet, la mesure est difficilement réalisable entre les doigts de la grille de contact, ce qui introduit une fraction d'ombrage inconnue dans la mesure. Une proposition serait la réalisation d'échantillons spécifiques avec un espacement des doigts suffisant. Une autre approche serait l'utilisation de différents systèmes optiques (miroir, lentilles) disponibles pour s'assurer d'obtenir un spot lumineux suffisamment petit.

Pour finir, l'approfondissement des mesures sous illumination d'un soleil pourrait également se faire en considérant le spectre réel émis par la lampe. Ce travail serait tout particulièrement intéressant pour obtenir une analyse pour laquelle le nombre et l'énergie des photons absorbés sont connus. Ce travail permettrait la consolidation de l'ensemble des résultats, tout particulièrement celui de la modélisation de la génération des charges et de leurs recombinaisons dans la cellule.

Enfin, une analyse du comportement de l'évolution de la mobilité des porteurs au-delà de 175 °C serait nécessaire pour expliquer le comportement particulier (chute de mobilité)

rencontré à 200 °C. Les durées de vie extraites des mesures de photoluminescence résolues en temps nécessitent une étude plus poussée. L'ajustement des durées de vies extraites doit être réalisé avec un modèle qui décrit les différentes recombinaisons (suivant le modèle des travaux de Perl et al. [31]). Ce travail permettrait d'approfondir le comportement particulier observé pour les mesures à 200 °C.

Dans les perspectives qui viennent approfondir les connaissances du domaine de recherche, en particulier pour l'optimisation des cellules à haute température et pour l'hybridation de la conversion photovoltaïque avec la conversion thermique, un travail sous concentration solaire serait à réaliser. En effet, l'étude d'une cellule solaire à une température élevée sans concentration est éloignée des conditions opératoires réelles. La température atteinte par une cellule photovoltaïque résulte de son équilibre thermique avec l'environnement. Pour que la température d'équilibre d'une cellule solaire dépasse 100 °C, elle doit être éclairée sous concentration solaire. Dans l'optique du développement d'une étude concernant l'hybridation de la conversion photovoltaïque avec la conversion thermique, il serait nécessaire de déterminer la concentration solaire requise pour que la température à l'équilibre thermique soit de 150 à 200 °C. Une analyse de la physique des cellules solaires dans les conditions opératoires de température et de concentration pourrait alors être réalisée. On peut s'attendre à une augmentation des pertes par résistance série par effet Joule, car elles sont proportionnelles au carré du courant délivré par la cellule. Un travail d'optimisation de la grille de contact en face avant apporterait un axe d'amélioration des performances des cellules pour ces applications.

Une étude complémentaire serait de prendre en considération, pour la conception des cellules, les contraintes de l'environnement terrestre pour un système d'hybridation de la conversion photovoltaïque avec la conversion thermique (Section 1.2.3). En effet, la cellule couplée à la conversion thermique doit absorber l'ensemble du spectre solaire, utile ou non à la conversion photovoltaïque. Une proposition serait de développer des contacts dans un matériau qui absorbe le flux solaire. La caractérisation de tels contacts et de leurs impacts sur les performances de la cellule seront à approfondir. La diminution de la résistance spécifique de contact avec l'augmentation de la température est encourageante pour le développement d'une telle technologie dans le cas d'un dépôt sur toute la surface arrière.

L'étude plus poussée de la physique des phénomènes de recombinaison, des durées de vie et des longueurs de diffusion rendrait possible l'optimisation de l'épaisseur et du dopage des couches constitutives de la cellule. L'étude d'une cellule de type p (émetteur dopé n et base dopée p) semble également prometteuse, particulièrement par rapport à la mobilité plus

élevée des électrons dans la base, leur permettant de parcourir une distance plus grande afin de rejoindre la jonction.

Pour terminer, une attention toute particulière devrait être portée à la caractérisation de la queue de bande d'Urbach et à son évolution en fonction de la température. En effet, de récents travaux [91] montrent que la limite radiative évaluée avec un spectre d'absortance réel fournit des performances plus basses que la limite de Shockley-Queisser. Des mesures de photoluminescence ont ainsi été réalisées et nécessitent d'être traitées. De plus, l'étude approfondie de l'évolution de l'énergie d'Urbach et de son évolution en fonction de la température permettrait d'améliorer nos connaissances sur la compréhension de l'écart entre les performances de la cellule et la limite de Shockley-Queisser.

Bibliographie

[1] A task of terawatts. *Nature*, 454(7206) :805–805, August 2008. ISSN 1476-4687. doi:10.1038/454805a. (Cité page xvii)

[2] Simon Beck, Olivier Ribon, and Nicolas Riedinger. *Chiffres Clés de l'énergie*. Two thousand, twenty-first edition, September 2021. ISBN 2557-8138. URL https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/edition-numerique/chiffres-cles-energie-2021/. (Cité page xvii)

[3] H.-O. Pörtner, D.C. Roberts, M. Tignor, E.S. Poloczanska, K. Mintenbeck, A. Alegría, M. Craig, S. Langsdorf, S. Löschke, V. Möller, A. Okem, and B. Rama. Climate Change 2022 : Impacts, Adaptation and Vulnerability Working Group II Contribution to the IPCC Sixth Assessment Report. Technical report, Cambridge University Press, 2022. URL https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg2/. (Cité page xvii)

[4] Glasgow Climate Pact. Technical Report COP26, Glasgow, October 2021. URL https://www.un.org/fr/climatechange/cop26. (Cité page xvii)

[5] ADEME. Transition(s) 2050 choisir maintenant pour agir pour le climat. Technical report, ADEME. URL https://transitions2050.ademe.fr/. (Cité page xvii)

[6] IAE. World Energy Outlook 2021. Technical report, Paris, 2021. URL https://www.iea.org/reports/world-energy-outlook-2021. (Cité page xvii)

[7] REN 21. Renewables 2021 Global Status Report. Technical report, 2021. URL https://www.ren21.net/reports/global-status-report/. (Cité page xviii)

[8] Pabitra K. Nayak, Suhas Mahesh, Henry J. Snaith, and David Cahen. Photovoltaic solar cell technologies : Analysing the state of the art. *Nature Reviews Mate-*

rials, 4(4) :269–285, April 2019. ISSN 2058-8437. doi:10.1038/s41578-019-0097-0. (Cité pages xviii, 124)

[9] Antonio Luque and Steven Hegedus. *Handbook of Photovoltaic Science and Engineering*. John Wiley & Sons, March 2011. ISBN 978-0-470-97612-8. (Cité pages xviii, xx, xxi, 12)

[10] NF EN IEC 60904-3. URL https://m.boutique.afnor.org/fr-fr/norme/nf-en-iec-609043/dispositifs-photovoltaiques-partie-3-principes-de-mesure-des-dispositifs-so/fa192902/83627. (Cité page xviii)

[11] Solar Spectra, . URL https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra.html. (Cité page xviii)

[12] Best Research-Cell Efficiency Chart. URL https://www.nrel.gov/pv/cell-efficiency.html. (Cité pages xix, 11, 41, 43)

[13] David Moser, Markus Pichler, and Miglena Nikolaeva-Dimitrova. Filtering Procedures for Reliable Outdoor Temperature Coefficients in Different Photovoltaic Technologies. *Journal of Solar Energy Engineering*, 136(2), August 2013. ISSN 0199-6231. doi:10.1115/1.4024931. (Cité page xix)

[14] Olivier Dupré, RODOLPHE VAILLON, and Martin A. Green. *Thermal Behavior of Photovoltaic Devices : Physics and Engineering*. Springer International Publishing, 2017. ISBN 978-3-319-49456-2. doi:10.1007/978-3-319-49457-9. (Cité pages xx, xxi, 13, 89, 126)

[15] David A. Scheiman, Geoffrey A. Landis, and Victor G. Weizer. High-bandgap solar cells for near-sun missions. *AIP Conference Proceedings*, 458(1) :616–620, January 1999. ISSN 0094-243X. doi:10.1063/1.57701. (Cité page xx)

[16] Rao Surampudi, Tom Hamilton, Donald Rapp, Paul Stella, Nick Mardesich, Jack Mondt, and Bill Nesmith. Solar Cell and Array Technologies for Future Space Missions. Technical report, NASA, June 2002. URL https://solarsystem.nasa.gov/resources/296/solar-cell-and-array-technologies-for-future-space-missions/. (Cité page xx)

[17] Geoffrey Landis, James Kinnison, Martin Fraeman, Lew Roufberg, Steve Vernon, Melissa Wirzburger, and Paul Schmitz. Solar Power System Design for the Solar Probe+ Mission. *6th International Energy Conversion Engineering Conference (IECEC)*, July 2008. doi:10.2514/6.2008-5712. (Cité pages xx, 13, 14)

[18] Ofer Beeri, Oded Rotem, Eden Hazan, Eugene A. Katz, Avi Braun, and Yaniv Gelbstein. Hybrid photovoltaic-thermoelectric system for concentrated solar energy conversion : Experimental realization and modeling. *Journal of Applied Physics*, 118(11) :115104, September 2015. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.4931428. (Cité page xx)

[19] Facing the Sun. URL https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2017/10/Facing_the_Sun. (Cité page xx)

[20] Photovoltaïque intégré au bâtiment, September 2018. URL https://www.hisour.com/fr/building-integrated-photovoltaics-39923/. (Cité page xx)

[21] Concentrator Modules - Fraunhofer ISE. URL https://www.ise.fraunhofer.de/en/business-areas/photovoltaics/iii-v-and-concentrator-photovoltaics/high-concentration-systems-hcpv/concentrator-modules.html. (Cité page xx)

[22] Priscilla Huen and Walid A. Daoud. Advances in hybrid solar photovoltaic and thermoelectric generators. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 72 :1295–1302, May 2017. ISSN 1364-0321. doi:10.1016/j.rser.2016.10.042. (Cité pages xx, 17)

[23] T. T. Chow. A review on photovoltaic/thermal hybrid solar technology. *Applied Energy*, 87(2) :365–379, February 2010. ISSN 0306-2619. doi:10.1016/j.apenergy.2009.06.037. (Cité page xx)

[24] Antonio Luque and Antonio Martí. Limiting efficiency of coupled thermal and photovoltaic converters. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 58(2) :147–165, June 1999. ISSN 0927-0248. doi:10.1016/S0927-0248(98)00199-8. (Cité pages xx, 16, 17)

[25] Bruno Lorenzi and Gang Chen. Theoretical efficiency of hybrid solar thermoelectric-photovoltaic generators. *Journal of Applied Physics*, 124(2) :024501, July 2018. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.5022569. (Cité pages xxi, 15, 18)

[26] Rodolphe Vaillon, Stéphanie Parola, Chrysovalantou Lamnatou, and Daniel Chemisana. Solar Cells Operating under Thermal Stress. *Cell Reports Physical Science*, 1(12) :100267, December 2020. ISSN 2666-3864. doi:10.1016/j.xcrp.2020.100267. (Cité pages xxi, 13, 19, 20, 21, 22, 32, 124, 125)

[27] Olivier Dupré. *Physics of the Thermal Behavior of Photovoltaic Devices*. These de doctorat, Lyon, INSA, October 2015. URL http://www.theses.fr/2015ISAL0089. (Cité pages xxi, 33, 94, 126, 153)

[28] Jonathan Grandidier, Alexander P. Kirk, Mark L. Osowski, Pawan K. Gogna, Shizhao Fan, Minjoo L. Lee, Margaret A. Stevens, Phillip Jahelka, Giulia Tagliabue, Harry A. Atwater, and James A. Cutts. Low-Intensity High-Temperature (LIHT) Solar Cells for Venus Atmosphere. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 8(6) :1621–1626, November 2018. ISSN 2156-3403. doi:10.1109/JPHOTOV.2018.2871333. (Cité page xxi)

[29] Jonathan Grandidier, Alexander P. Kirk, Phillip Jahelka, Margaret A. Stevens, Pawan K. Gogna, David Crisp, Mark L. Osowski, Thomas E. Vandervelde, Harry A. Atwater, and James A. Cutts. Photovoltaic operation in the lower atmosphere and at the surface of Venus. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 28(6) :545–553, 2020. ISSN 1099-159X. doi:10.1002/pip.3214. (Cité pages xxi, xxii)

[30] Emmett E. Perl, John Simon, John F. Geisz, Minjoo Larry Lee, Daniel J. Friedman, and Myles A. Steiner. Measurements and Modeling of III-V Solar Cells at High Temperatures up to 400 °C. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 6(5) :1345–1352, September 2016. ISSN 2156-3403. doi:10.1109/JPHOTOV.2016.2582398. (Cité pages xxii, 21, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 46, 88, 94, 123, 125, 126, 168)

[31] E. E. Perl, D. Kuciauskas, J. Simon, D. J. Friedman, and M. A. Steiner. Identification of the limiting factors for high-temperature GaAs, GaInP, and AlGaInP solar cells from device and carrier lifetime analysis. *Journal of Applied Physics*, 122(23) :233102, December 2017. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.5003631. (Cité pages xxii, 21, 25, 26, 27, 30, 49, 52, 76, 88, 111, 112, 113, 115, 116, 127, 128, 171)

[32] Yukun Sun, Joseph Faucher, Daehwan Jung, Michelle Vaisman, Clay McPheeters, Paul Sharps, Emmett Perl, John Simon, Myles Steiner, Daniel Friedman, and Minjoo Larry Lee. Thermal stability of GaAs solar cells for high temperature applications. In *2016 IEEE 43rd Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, pages 2385–2388, June 2016. doi:10.1109/PVSC.2016.7750068. (Cité pages xxii, 21, 25, 26, 29, 30, 31, 46, 88, 94)

[33] Aymeric Maros, Srikanth Gangam, Yi Fang, Justin Smith, Dragica Vasileska, Stephen Goodnick, Mariana I. Bertoni, and Christina B. Honsberg. High Temperature Characterization of GaAs Single Junction Solar Cells. *IEEE 42nd Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*, pages 1–5, 2015. doi:10.1109/PVSC.2015.7356338. (Cité pages xxii, 21, 26, 27, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 92, 94, 123, 124, 125, 168)

[34] S. P. Philipps, R. Hoheisel, T. Gandy, D. Stetter, M. Hermle, F. Dimroth, and A. W. Bett. An experimental and theoretical study on the tempe-

rature dependence of GaAs solar cells. *37th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pages 001610–001614, 2011. doi:10.1109/PVSC.2011.6186264. (Cité pages xxii, 21, 25, 26, 29, 30, 31, 32, 34, 127, 128)

[35] Paul Oublon, Alexandre Arnoult, S. Hurand, Maxime Levillayer, Frédéric Martinez, Inès Massiot, S. Parola, Jérémie Drevillon, Daniel Chemisana, Guilhem Almuneau, Yvan Cuminal, and Rodolphe Vaillon. Analysis of thermally stressed GaAs solar cells for operation in terrestrial hybrid systems. In *18th International Conference on Concentrator Photovoltaic Systems (CPV-18)*, Miyazaki & online (hybrid), Japan, April 2022. URL https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03673022. (Cité pages xxiii, 195)

[36] A.W. Bett, F. Dimroth, G. Stollwerck, and O.V. Sulima. III-V compounds for solar cell applications. *Applied Physics A*, 69(2) :119–129, August 1999. ISSN 1432-0630. doi:10.1007/s003390050983. (Cité pages xxiii, 8, 41, 42, 43)

[37] M.E. Becquerel. Mémoire sur les effets électriques produits sous l'influence des rayons solaires. Technical Report Comptes Rendus Hebdomadaires des Seances de L'Academie des Sciences 9, 1839. URL https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k2968p/f561.item.zoom. (Cité page 2)

[38] D. M. Chapin, C. S. Fuller, and G. L. Pearson. A New Silicon p-n Junction Photocell for Converting Solar Radiation into Electrical Power. *Journal of Applied Physics*, 25(5) : 676–677, May 1954. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.1721711. (Cité page 2)

[39] R. L. Easton and M. J. Votaw. Vanguard I IGY Satellite (1958 Beta). *Review of Scientific Instruments*, 30(2) :70–75, February 1959. ISSN 0034-6748, 1089-7623. doi:10.1063/1.1716492. (Cité page 3)

[40] Yoshihiro Hamakawa. Present status of solar photovoltaic R&D projects in Japan. *Surface Science*, 86 :444–461, July 1979. ISSN 0039-6028. doi:10.1016/0039-6028(79)90423-0. (Cité page 3)

[41] Martin A. Green. Forty years of photovoltaic research at UNSW. *Journal and Proceedings of the Royal Society of New South Wales*, 148(455/456) :2–14. URL https://search.informit.org/doi/abs/10.3316/INFORMIT.287212749389626. (Cité page 3)

[42] D.J. Friedman, S.R. Kurtz, K.A. Bertness, A.E. Kibbler, C. Kramer, J.M. Olson, D.L. King, B.R. Hansen, and J.K. Snyder. GaInP/GaAs monolithic tandem concentrator cells. In *Proceedings of 1994 IEEE 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion -*

WCPEC (A Joint Conference of PVSC, PVSEC and PSEC), volume 2, pages 1829–1832 vol.2, December 1994. doi:10.1109/WCPEC.1994.520721. (Cité page 3)

[43] J.F. Geisz, Sarah R. Kurtz, M.W. Wanlass, J.S. Ward, A. Duda, D.J. Friedman, J.M. Olson, W.E. McMahon, T.E. Moriarty, J.T. Kiehl, M.J. Romero, A.G. Norman, and K.M. Jones. Inverted GaInP / (In)GaAs / InGaAs triple-junction solar cells with low-stress metamorphic bottom junctions. In *2008 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pages 1–5, May 2008. doi:10.1109/PVSC.2008.4922452. (Cité page 3)

[44] John F. Geisz, Ryan M. France, Kevin L. Schulte, Myles A. Steiner, Andrew G. Norman, Harvey L. Guthrey, Matthew R. Young, Tao Song, and Thomas Moriarty. Six-junction III–V solar cells with 47.1% conversion efficiency under 143 Suns concentration. *Nature Energy*, 5(4) :326–335, April 2020. ISSN 2058-7546. doi:10.1038/s41560-020-0598-5. (Cité pages 3, 10, 14)

[45] Trends in PV applications 2021. Technical report, IEA-PVPS, 2021. URL https://iea-pvps.org/trends_reports/trends-in-pv-applications-2021/. (Cité pages 3, 8, 9)

[46] Amran Al-Ashouri, Eike Köhnen, Bor Li, Artiom Magomedov, Hannes Hempel, Pietro Caprioglio, José A. Márquez, Anna Belen Morales Vilches, Ernestas Kasparavicius, Joel A. Smith, Nga Phung, Dorothee Menzel, Max Grischek, Lukas Kegelmann, Dieter Skroblin, Christian Gollwitzer, Tadas Malinauskas, Marko Jošt, Gašper Matič, Bernd Rech, Rutger Schlatmann, Marko Topič, Lars Korte, Antonio Abate, Bernd Stannowski, Dieter Neher, Martin Stolterfoht, Thomas Unold, Vytautas Getautis, and Steve Albrecht. Monolithic perovskite/silicon tandem solar cell with >29% efficiency by enhanced hole extraction. *Science*, 370(6522) :1300–1309, December 2020. doi:10.1126/science.abd4016. (Cité page 3)

[47] Henry Mathieu and Hervé Fanet. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques - 6ème édition : Cours et exercices corrigés*. Dunod, July 2009. ISBN 978-2-10-054134-8. (Cité pages 3, 51)

[48] William Shockley and Hans J. Queisser. Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells. *Journal of Applied Physics*, 32(3) :510–519, March 1961. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.1736034. (Cité pages 6, 8, 14, 23)

[49] P. Wurfel. The chemical potential of radiation. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 15(18) :3967–3985, June 1982. ISSN 0022-3719. doi:10.1088/0022-3719/15/18/012. (Cité page 7)

[50] Jean-Francois Guillemoles, Thomas Kirchartz, David Cahen, and Uwe Rau. Guide for the perplexed to the Shockley–Queisser model for solar cells. *Nature Photonics*, 13(8) :501–505, August 2019. ISSN 1749-4893. doi:10.1038/s41566-019-0479-2. (Cité pages 8, 14, 23, 124, 139)

[51] Martin A. Green, Ewan D. Dunlop, Jochen Hohl-Ebinger, Masahiro Yoshita, Nikos Kopidakis, and Xiaojing Hao. Solar cell efficiency tables (version 59). *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 30(1) :3–12, 2022. ISSN 1099-159X. doi:10.1002/pip.3506. (Cité pages 8, 9)

[52] Augustin McEvoy, L. Castaner, and Tom Markvart. *Solar Cells : Materials, Manufacture and Operation*. Academic Press, October 2012. ISBN 978-0-12-386964-7. (Cité page 10)

[53] Motoshi Nakamura, Koji Yamaguchi, Yoshinori Kimoto, Yusuke Yasaki, Takuya Kato, and Hiroki Sugimoto. Cd-Free Cu(In,Ga)(Se,S)2 Thin-Film Solar Cell With Record Efficiency of 23.35%. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 9(6) :1863–1867, November 2019. ISSN 2156-3403. doi:10.1109/JPHOTOV.2019.2937218. (Cité page 11)

[54] Jialong Duan, Hongzhe Xu, W. E. I. Sha, Yuanyuan Zhao, Yudi Wang, Xiya Yang, and Qunwei Tang. Inorganic perovskite solar cells : An emerging member of the photovoltaic community. *Journal of Materials Chemistry A*, 7(37) :21036–21068, September 2019. ISSN 2050-7496. doi:10.1039/C9TA06674H. (Cité page 11)

[55] ASE. Solar Orbiter. URL https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Solar_Orbiter. (Cité page 12)

[56] Rob Garner. Traveling to the Sun : Why Won't Parker Solar Probe Melt ?, July 2018. URL http://www.nasa.gov/feature/goddard/2018/traveling-to-the-sun-why-won-t-parker-solar-probe-melt. (Cité page 12)

[57] Mission Fleet Chart | Science Mission Directorate - NASA. URL https://science.nasa.gov/heliophysics/mission-fleet-diagram. (Cité page 13)

[58] Geoffrey A. Landis. Solar power for near-sun, high-temperature missions. In *2008 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pages 1–5, May 2008. doi:10.1109/PVSC.2008.4922857. (Cité page 13)

[59] Andrew G Santo, Robert E Gold, Ralph L McNutt, Sean C Solomon, Carl J Ercol, Robert W Farquhar, Theodore J Hartka, Jason E Jenkins, James V McAdams, Larry E

Mosher, David F Persons, David A Artis, Robert S Bokulic, Richard F Conde, George Dakermanji, Milton E Goss, David R Haley, Kenneth J Heeres, Richard H Maurer, Robert C Moore, Elliot H Rodberg, Theodore G Stern, Samuel R Wiley, Bobby G Williams, Chen-wan L Yen, and Max R Peterson. The MESSENGER mission to Mercury : Spacecraft and mission design. *Planetary and Space Science*, 49(14) : 1481–1500, December 2001. ISSN 0032-0633. doi:10.1016/S0032-0633(01)00087-3. (Cité page 13)

[60] Geoff Brown. Parker Solar Probe's Solar Array Cooling System Fully Activated. URL http://parkersolarprobe.jhuapl.edu/News-Center/Show-Article.php?articleID=100. (Cité page 13)

[61] P. T. Landsberg and G. Tonge. Thermodynamic energy conversion efficiencies. *Journal of Applied Physics*, 51(7) :R1–R20, July 1980. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.328187. (Cité page 14)

[62] Martin A. Green and Stephen P. Bremner. Energy conversion approaches and materials for high-efficiency photovoltaics. *Nature Materials*, 16(1) :23–34, January 2017. ISSN 1476-4660. doi:10.1038/nmat4676. (Cité page 14)

[63] Louise C. Hirst and Nicholas J. Ekins-Daukes. Fundamental losses in solar cells. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 19(3) :286–293, 2011. ISSN 1099-159X. doi:10.1002/pip.1024. (Cité pages 14, 124, 126, 133, 134, 137, 138, 145)

[64] Jr Kern and M. C. Russell. Combined photovoltaic and thermal hybrid collector systems. Technical Report COO-4577-3 ; CONF-780619-24, Massachusetts Inst. of Tech., Lexington (USA). Lincoln Lab., January 1978. URL https://www.osti.gov/biblio/6352146. (Cité page 14)

[65] Xingxing Zhang, Xudong Zhao, Stefan Smith, Jihuan Xu, and Xiaotong Yu. Review of R&D progress and practical application of the solar photovoltaic/thermal (PV/T) technologies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 16(1) :599–617, January 2012. ISSN 1364-0321. doi:10.1016/j.rser.2011.08.026. (Cité page 14)

[66] Adham Makki, Siddig Omer, and Hisham Sabir. Advancements in hybrid photovoltaic systems for enhanced solar cells performance. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 41 :658–684, January 2015. ISSN 1364-0321. doi:10.1016/j.rser.2014.08.069. (Cité page 14)

[67] H. Julian Goldsmid. *Introduction to Thermoelectricity*, volume 121 of *Springer Series in Materials Science*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2016. ISBN 978-3-662-49255-0 978-3-662-49256-7. doi:10.1007/978-3-662-49256-7. (Cité page 15)

[68] Howard M. Branz, William Regan, Kacy J. Gerst, J. Brian Borak, and Elizabeth A. Santori. Hybrid solar converters for maximum exergy and inexpensive dispatchable electricity. *Energy & Environmental Science*, 8(11) :3083–3091, October 2015. ISSN 1754-5706. doi:10.1039/C5EE01998B. (Cité page 16)

[69] A. Vossier, J. Zeitouny, E. A. Katz, A. Dollet, G. Flamant, and J. M. Gordon. Performance bounds and perspective for hybrid solar photovoltaic/thermal electricity-generation strategies. *Sustainable Energy & Fuels*, 2(9) :2060–2067, August 2018. ISSN 2398-4902. doi:10.1039/C8SE00046H. (Cité page 16)

[70] Joya Zeitouny, Noémie Lalau, Jeffrey M. Gordon, Eugene A. Katz, Gilles Flamant, Alain Dollet, and Alexis Vossier. Assessing high-temperature photovoltaic performance for solar hybrid power plants. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 182 :61–67, August 2018. ISSN 0927-0248. doi:10.1016/j.solmat.2018.03.004. (Cité page 16)

[71] A. Mellor, D. Alonso Alvarez, I. Guarracino, A. Ramos, A. Riverola Lacasta, L. Ferre Llin, A. J. Murrell, D. J. Paul, D. Chemisana, C. N. Markides, and N. J. Ekins-Daukes. Roadmap for the next-generation of hybrid photovoltaic-thermal solar energy collectors. *Solar Energy*, 174 :386–398, November 2018. ISSN 0038-092X. doi:10.1016/j.solener.2018.09.004. (Cité page 17)

[72] Chr. Lamnatou, R. Vaillon, S. Parola, and D. Chemisana. Photovoltaic/thermal systems based on concentrating and non-concentrating technologies : Working fluids at low, medium and high temperatures. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 137 : 110625, March 2021. ISSN 1364-0321. doi:10.1016/j.rser.2020.110625. (Cité page 17)

[73] E. A. Chávez-Urbiola, Yu. V. Vorobiev, and L. P. Bulat. Solar hybrid systems with thermoelectric generators. *Solar Energy*, 86(1) :369–378, January 2012. ISSN 0038-092X. doi:10.1016/j.solener.2011.10.020. (Cité page 18)

[74] F. J. Willars-Rodríguez, E. A. Chávez-Urbiola, P. Vorobiev, and Yu. V. Vorobiev. Investigation of solar hybrid system with concentrating Fresnel lens, photovoltaic and thermoelectric generators. *International Journal of Energy Research*, 41(3) :377–388, 2017. ISSN 1099-114X. doi:10.1002/er.3614. (Cité page 18)

[75] R.P. Raffaelle, S.G. Bailey, P. Neudeck, R. Okojie, C.M. Schnabel, M. Tabib-Azar, D. Scheiman, P. Jenkins, and S. Hubbard. Optical and electrical characterization of SiC devices. In *Conference Record of the Twenty-Eighth IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 2000 (Cat. No.00CH37036)*, pages 1257–1260, September 2000. doi:10.1109/PVSC.2000.916118. (Cité page 21)

[76] Liang Zhao, Theeradetch Detchprohm, and Christian Wetzel. High 400 °C operation temperature blue spectrum concentration solar junction in GaInN/GaN. *Applied Physics Letters*, 105(24) :243903, December 2014. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.4904717. (Cité page 21)

[77] Der-Hsien Lien, Yu-Hsuan Hsiao, Shih-Guo Yang, Meng-Lin Tsai, Tzu-Chiao Wei, Si-Chen Lee, and Jr-Hau He. Harsh photovoltaics using InGaN/GaN multiple quantum well schemes. *Nano Energy*, 11 :104–109, January 2015. ISSN 2211-2855. doi:10.1016/j.nanoen.2014.10.013. (Cité pages 21, 23)

[78] Joshua J. Williams, Heather McFavilen, Alec M. Fischer, Ding Ding, Steven R. Young, Ehsan Vadiee, Fernando A. Ponce, Chantal Arena, Christiana B. Honsberg, and Stephen M. Goodnick. Development of a high-band gap high temperature III-nitride solar cell for integration with concentrated solar power technology. In *2016 IEEE 43rd Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, pages 0193–0195, June 2016. doi:10.1109/PVSC.2016.7749576. (Cité page 21)

[79] Joshua J. Williams, Heather McFavilen, Alec M. Fischer, Ding Ding, Steven Young, Ehsan Vadiee, Fernando A. Ponce, Chantal Arena, Christiana B. Honsberg, and Stephen M. Goodnick. Refractory Inx Ga1-x N Solar Cells for High-Temperature Applications. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 7(6) :1646–1652, November 2017. ISSN 2156-3403. doi:10.1109/JPHOTOV.2017.2756057. (Cité pages 21, 23)

[80] Yuji Zhao, Xuanqi Huang, Houqiang Fu, Hong Chen, Zhijian Lu, Jossue Montes, and Izak Baranowski. InGaN-based solar cells for space applications. In *2017 IEEE 60th International Midwest Symposium on Circuits and Systems (MWSCAS)*, pages 954–957, August 2017. doi:10.1109/MWSCAS.2017.8053083. (Cité page 21)

[81] A. W. Bett, F. Dimroth, M. Hermle, R. Hoheisel, D. Stetter, and S. P. Philipps. Characterization and Numerical Modeling of the Temperature-Dependent Behavior of GaAs Solar Cells. *23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, 1-5 September 2008, Valencia, Spain*, pages 114–117, November 2008. doi:10.4229/23rdEUPVSEC2008-1BO.4.4. (Cité page 21)

[82] Ehsan Vadiee, Yi Fang, Chaomin Zhang, Alec M. Fischer, Joshua J. Williams, Emma J. Renteria, Ganesh Balakrishnan, and Christiana B. Honsberg. Temperature dependence of GaSb and AlGaSb solar cells. *Current Applied Physics*, 18(6) :752–761, June 2018. ISSN 1567-1739. doi:10.1016/j.cap.2018.03.007. (Cité pages 21, 22)

[83] Myles A. Steiner, Emmett E. Perl, John Simon, Daniel J. Friedman, Nikhil Jain, Paul Sharps, Claiborne McPheeters, and Minjoo Larry Lee. AlGaInP/GaAs tandem solar cells for power conversion at 400°C and high concentration. *AIP Conference Proceedings*, 1881(1) :040007, September 2017. ISSN 0094-243X. doi:10.1063/1.5001429. (Cité page 21)

[84] Emmett E. Perl, John Simon, Daniel J. Friedman, Nikhil Jain, Paul Sharps, Claiborne McPheeters, Yukun Sun, Minjoo L. Lee, and Myles A. Steiner. (Al)GaInP/GaAs Tandem Solar Cells for Power Conversion at Elevated Temperature and High Concentration. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 8(2) :640–645, March 2018. ISSN 2156-3403. doi:10.1109/JPHOTOV.2017.2783853. (Cité pages 21, 25, 28, 100)

[85] Kensuke Nishioka, Tatsuya Takamoto, Takaaki Agui, Minoru Kaneiwa, Yukiharu Uraoka, and Takashi Fuyuki. Evaluation of temperature characteristics of high-efficiency InGaP/InGaAs/Ge triple-junction solar cells under concentration. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 85(3) :429–436, January 2005. ISSN 0927-0248. doi:10.1016/j.solmat.2004.05.008. (Cité page 21)

[86] Christian Brandt, Carsten Baur, Antonio Caon, Peter Müller-Buschbaum, Claus Zimmermann, and Thomas Andreev. The influence of high temperatures on radiation damage of GaInP2/GaAs/Ge triple junction cells. In *2012 IEEE 38th Photovoltaic Specialists Conference (PVSC) PART 2*, pages 1–6, June 2012. doi:10.1109/PVSC-Vol2.2012.6656726. (Cité page 21)

[87] Y. P. Varshni. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34(1) :149–154, January 1967. ISSN 0031-8914. doi:10.1016/0031-8914(67)90062-6. (Cité pages 23, 24, 32, 92, 105, 106, 127, 128)

[88] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11) :5815–5875, June 2001. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.1368156. (Cité pages 24, 50, 92, 105, 106, 108, 109)

[89] Franz Urbach. The Long-Wavelength Edge of Photographic Sensitivity and of the Electronic Absorption of Solids. *Physical Review*, 92(5) :1324–1324, December 1953. doi:10.1103/PhysRev.92.1324. (Cité page 25)

[90] Erkan Aydin, Thomas G. Allen, Michele De Bastiani, Lujia Xu, Jorge Ávila, Michael Salvador, Emmanuel Van Kerschaver, and Stefaan De Wolf. Interplay between temperature and bandgap energies on the outdoor performance of perovskite/silicon tandem solar cells. *Nature Energy*, 5(11) :851–859, November 2020. ISSN 2058-7546. doi:10.1038/s41560-020-00687-4. (Cité page 25)

[91] Joeson Wong, Stefan T. Omelchenko, and Harry A. Atwater. Impact of Semiconductor Band Tails and Band Filling on Photovoltaic Efficiency Limits. *ACS Energy Letters*, 6 (1) :52–57, January 2021. doi:10.1021/acsenergylett.0c02362. (Cité pages 25, 172)

[92] Simon M. Sze and Kwok K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Ltd, 2006. ISBN 978-0-470-06832-8. doi:10.1002/9780470068328.app6. (Cité pages 26, 43, 50, 51)

[93] D.M. Caughey and R.E. Thomas. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proceedings of the IEEE*, 55(12) :2192–2193, December 1967. ISSN 1558-2256. doi:10.1109/PROC.1967.6123. (Cité pages 26, 28, 49, 51, 56, 118, 127, 128, 167)

[94] Dieter K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization, 3rd Edition*. John Wiley & Sons, wiley-ieee press edition, June 2015. ISBN 978-0-471-73906-7. (Cité pages 27, 28, 69, 70, 74, 98, 99, 101, 113, 114, 161)

[95] A. G Baca, F Ren, J. C Zolper, R. D Briggs, and S. J Pearton. A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors. *Thin Solid Films*, 308–309 :599–606, October 1997. ISSN 0040-6090. doi:10.1016/S0040-6090(97)00439-2. (Cité pages 27, 44, 64, 99)

[96] Albert G. Baca, Carol I. H. Ashby, and Institution of Electrical Engineers. *Fabrication of GaAs Devices*. IET, September 2005. ISBN 978-0-86341-353-7. (Cité pages 27, 31, 44, 101)

[97] G. Stareev. Formation of extremely low resistance Ti/Pt/Au ohmic contacts to p-GaAs. *Applied Physics Letters*, 62(22) :2801–2803, May 1993. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.109214. (Cité page 27)

[98] Daniel Milovich, Juan Villa, Elisa Antolin, Alejandro Datas, Antonio Marti, Rodolphe Vaillon, and Mathieu Francoeur. Design of an indium arsenide cell for near-field thermophotovoltaic devices. *Journal of Photonics for Energy*, 10(2) :025503, June 2020. ISSN 1947-7988, 1947-7988. doi:10.1117/1.JPE.10.025503. (Cité pages 28, 54, 129, 156)

[99] S. Parola, A. Vauthelin, J. Tournet, J. Kret, J. El Husseini, F. Martinez, Y. Rouillard, E. Tournié, and Y. Cuminal. Improved efficiency of GaSb solar cells using an Al0.50Ga0.50As0.04Sb0.96 window layer. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 200 :110042, September 2019. ISSN 0927-0248. doi:10.1016/j.solmat.2019.110042. (Cité pages 30, 47)

[100] Andres Cuevas. The Recombination Parameter J0. *Energy Procedia*, 55 :53–62, January 2014. ISSN 1876-6102. doi:10.1016/j.egypro.2014.08.073. (Cité page 32)

[101] J. M. Woodall and H. J. Hovel. An isothermal etchback-regrowth method for high-efficiency Ga1-xAlxAs-GaAs solar cells. *Applied Physics Letters*, 30(9) :492–493, May 1977. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.89461. (Cité page 40)

[102] Romain Cariou. *Epitaxial Growth of Si(Ge) Materials on Si and GaAs by Low Temperature PECVD : Towards Tandem Devices*. These de doctorat, Palaiseau, Ecole polytechnique, January 2014. URL https://www.theses.fr/2014EPXX0065. (Cité pages 41, 42, 43, 44, 56, 91, 130, 170)

[103] Kévin Louarn. *Etude et Réalisation de Jonctions Tunnel à Base d'hétérostructures à Semi-Conducteurs III-V Pour Les Cellules Solaires Multi-Jonction à Très Haut Rendement*. These de doctorat, Toulouse 3, January 2018. URL http://www.theses.fr/2018TOU30002. (Cité pages 41, 42, 43, 44, 48, 49, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 64, 91, 130, 131, 166)

[104] A. van Geelen, P. R. Hageman, G. J. Bauhuis, P. C. van Rijsingen, P. Schmidt, and L. J. Giling. Epitaxial lift-off GaAs solar cell from a reusable GaAs substrate. *Materials Science and Engineering : B*, 45(1) :162–171, March 1997. ISSN 0921-5107. doi:10.1016/S0921-5107(96)02029-6. (Cité pages 42, 43)

[105] E. Ortiz, C. Algora, I. Rey-Stolle, V.P. Khvostikov, and V.M. Andreev. Experimental improvement of concentrator LPE GaAs solar cells for operation at 1000 suns with an efficiency of 26.2%. In *Conference Record of the Twenty-Eighth IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 2000 (Cat. No.00CH37036)*, pages 1122–1125, September 2000. doi:10.1109/PVSC.2000.916084. (Cité page 42)

[106] C. Algora, E. Ortiz, I. Rey-Stolle, V. Diaz, R. Pena, V.M. Andreev, V.P. Khvostikov, and V.D. Rumyantsev. A GaAs solar cell with an efficiency of 26.2% at 1000 suns and 25.0% at 2000 suns. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 48(5) :840–844, May 2001. ISSN 1557-9646. doi:10.1109/16.918225. (Cité pages 42, 43)

[107] H.F. MacMillan, H.C. Hamaker, N.R. Kaminar, M.S. Kuryla, M.L. Ristow, D.D. Liu, G.F. Virshup, and J.M. Gee. 28% efficient GaAs concentrator solar cells. In *Conference Record of the Twentieth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pages 462–468 vol.1, September 1988. doi:10.1109/PVSC.1988.105745. (Cité page 42)

[108] R. Venkatasubramanian, B.C. O'Quinn, J.S. Hills, P.R. Sharps, M.L. Timmons, J.A. Hutchby, H. Field, R. Ahrenkiel, and B. Keyes. 18.2% (AM1.5) efficient GaAs solar cell on optical-grade polycrystalline Ge substrate. In *Conference Record of the Twenty Fifth IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 1996*, pages 31–36, May 1996. doi:10.1109/PVSC.1996.563940. (Cité pages 42, 43)

[109] G. Létay, M. Hermle, and A. W. Bett. Simulating single-junction GaAs solar cells including photon recycling. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 14 (8) :683–696, 2006. ISSN 1099-159X. doi:10.1002/pip.699. (Cité pages 42, 43, 48)

[110] Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes | LAAS-CNRS. URL https://www.laas.fr/public/. (Cité page 43)

[111] Peter Würfel and Uli Würfel. *Physics of Solar Cells : From Basic Principles to Advanced Concepts, 3rd Edition*. Wiley edition, September 2016. ISBN 978-3-527-41312-6. (Cité pages 46, 139, 153)

[112] Alexandre Vauthelin. *Fabrication et Caractéristiques de Cellules Photovoltaïques Multi-Jonctions à Base de Matériaux Antimoniures (III-Sb) Pour Applications Sous Fortes Concentrations Solaires*. These de doctorat, Montpellier, November 2018. URL http://www.theses.fr/2018MONTS073. (Cité pages 47, 48, 63, 69, 80, 99)

[113] Joanna Kret, Stéphanie Parola, Frédéric Martinez, Alexandre Vauthelin, Julie Tournet, Yves Rouillard, Eric Tournié, and Yvan Cuminal. Modeling and Characterization of an MBE-Grown Concentrator P-N GaSb Solar Cells Using a Pseudo-3D Model. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 11(4) :1032–1039, July 2021. ISSN 2156-3403. doi:10.1109/JPHOTOV.2021.3075290. (Cité pages 47, 56, 62, 167)

[114] Joanna Kret. *Elaboration, Caractérisation et Modélisation de Cellules Multi-Jonctions Pour Une Application Photovoltaïque Sous Forte Concentration.* PhD thesis, December 2020. URL http://www.theses.fr/s189648. (Cité pages 48, 80)

[115] M Levinshtein, S Rumyantsev, and M Shur. *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, volume 1 : Si, Ge, C (Diamond), GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb. World Scientific, November 1996. ISBN 978-981-02-2934-4. (Cité pages 49, 50, 51, 52, 104, 113, 127, 128)

[116] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and Michael Shur. *Handbook Series on Semiconductor Parameters : Ternary and Quaternary A3B5 Semiconductors*. World Scientific, 1996. ISBN 978-981-02-2935-1. (Cité pages 49, 50, 51, 52)

[117] Y. P. Varshni. Band-to-Band Radiative Recombination in Groups IV, VI, and III-V Semiconductors (I). *physica status solidi (b)*, 19(2) :459–514, 1967. ISSN 1521-3951. doi:10.1002/pssb.19670190202. (Cité pages 49, 52, 110, 111, 127, 128)

[118] Edward D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1998. ISBN 978-0-12-544423-1. (Cité pages 49, 52, 53, 104)

[119] Sadao Adachi. Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, AlxGa1-xAs, and In1-xGaxAsyP1-y. *Journal of Applied Physics*, 66(12) :6030–6040, December 1989. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.343580. (Cité pages 49, 52, 53)

[120] J. S. Blakemore. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *Journal of Applied Physics*, 53(10) :R123–R181, October 1982. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.331665. (Cité page 50)

[121] JOACHIM Piprek. Chapter 1 - Introduction to Semiconductors. In JOACHIM Piprek, editor, *Semiconductor Optoelectronic Devices*, pages 3–11. Academic Press, Boston, January 2003. ISBN 978-0-08-046978-2. doi:10.1016/B978-0-08-046978-2.50026-0. (Cité page 50)

[122] M. Sotoodeh, A. H. Khalid, and A. A. Rezazadeh. Empirical low-field mobility model for III–V compounds applicable in device simulation codes. *Journal of Applied Physics*, 87(6) :2890–2900, February 2000. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.372274. (Cité pages 52, 97, 128)

[123] W. van Roosbroeck and W. Shockley. Photon-Radiative Recombination of Electrons and Holes in Germanium. *Physical Review*, 94(6) :1558–1560, June 1954. doi:10.1103/PhysRev.94.1558. (Cité pages 52, 110)

[124] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. *Physical Review*, 87(5) :835–842, September 1952. doi:10.1103/PhysRev.87.835. (Cité page 52)

[125] D. E. Aspnes, S. M. Kelso, R. A. Logan, and R. Bhat. Optical properties of AlxGa1-x As. *Journal of Applied Physics*, 60(2) :754–767, July 1986. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.337426. (Cité pages 53, 104, 107, 128)

[126] D.L. Meier and D.K. Schroder. Contact resistance : Its measurement and relative importance to power loss in a solar cell. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 31(5) :647–653, May 1984. ISSN 1557-9646. doi:10.1109/T-ED.1984.21584. (Cité pages 54, 55, 64, 129, 156, 167)

[127] Lihong Gao, Fabien Lemarchand, and Michel Lequime. Exploitation of multiple incidences spectrometric measurements for thin film reverse engineering. *Optics Express*, 20(14) :15734–15751, July 2012. ISSN 1094-4087. doi:10.1364/OE.20.015734. (Cité pages 59, 129)

[128] N. D. Arora and J. R. Hauser. Antireflection layers for GaAs solar cells. *Journal of Applied Physics*, 53(12) :8839–8846, December 1982. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.330436. (Cité pages 60, 145)

[129] J. R. Flemish and K. A. Jones. Selective Wet Etching of GaInP , GaAs , and InP in Solutions of HCl , CH 3 COOH , and H 2 O 2. *Journal of The Electrochemical Society*, 140(3) :844, March 1993. ISSN 1945-7111. doi:10.1149/1.2056170. (Cité page 64)

[130] Jong-Hee Kim, Dae Ho Lim, and Gye Mo Yang. Selective etching of AlGaAs/GaAs structures using the solutions of citric acid/H2O2 and de-ionized H2O/buffered oxide etch. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 16(2) :558–560, March 1998. ISSN 1071-1023. doi:10.1116/1.589862. (Cité page 64)

[131] 50329AL Parabolic Mirror. URL https://www.newport.com/p/50329AL. (Cité page 68)

[132] Gregory S. Marlow and Mukunda B. Das. The effects of contact size and non-zero metal resistance on the determination of specific contact resistance. *Solid-State Electronics*, 25(2) :91–94, February 1982. ISSN 0038-1101. doi:10.1016/0038-1101(82)90036-3. (Cité page 69)

[133] G. K. Reeves. Specific contact resistance using a circular transmission line model. *Solid-State Electronics*, 23(5) :487–490, May 1980. ISSN 0038-1101. doi:10.1016/0038-1101(80)90086-6. (Cité page 69)

[134] J.H. Klootwijk and C.E. Timmering. Merits and limitations of circular TLM structures for contact resistance determination for novel III-V HBTs. In *Proceedings of the 2004*

International Conference on Microelectronic Test Structures (IEEE Cat. No.04CH37516), pages 247–252, March 2004. doi:10.1109/ICMTS.2004.1309489. (Cité pages 69, 70)

[135] Richard C. Aster, Brian Borchers, and Clifford H. Thurber. *Parameter Estimation and Inverse Problems*. Elsevier, October 2018. ISBN 978-0-12-813423-8. (Cité page 70)

[136] Solve nonlinear curve-fitting (data-fitting) problems in least-squares sense - MATLAB lsqcurvefit - MathWorks France, . URL https://fr.mathworks.com/help/optim/ug/lsqcurvefit.html. (Cité page 71)

[137] Marc Priel. *Incertitudes de mesure et tolérances*. September 1999. URL https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/mesures-analyses-th1/methodes-de-mesure-42419210/incertitudes-de-mesure-et-tolerances-r285/. (Cité page 71)

[138] Model 2450 Interactive SourceMeter Instrument Reference Manual | Tektronix. URL https://www.tek.com/fr/keithley-source-measure-units/keithley-smu-2400-series-sourcemeter-manual/model-2450-interactive-sou. (Cité page 71)

[139] Hung-Ling Chen. *Ultrathin and Nanowire-Based GaAs Solar Cells*. PhD thesis, Université Paris Saclay (COmUE), October 2018. URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02100507. (Cité pages 74, 161)

[140] Hiroyuki Fujiwara. *Spectroscopic Ellipsometry : Principles and Applications*. John Wiley & Sons, September 2007. ISBN 978-0-470-06018-6. (Cité page 75)

[141] James N. Hilfiker and Tom Tiwald. Dielectric Function Modeling. In Hiroyuki Fujiwara and Robert W. Collins, editors, *Spectroscopic Ellipsometry for Photovoltaics : Volume 1 : Fundamental Principles and Solar Cell Characterization*, Springer Series in Optical Sciences, pages 115–153. Springer International Publishing, Cham, 2018. ISBN 978-3-319-75377-5. URL https://doi.org/10.1007/978-3-319-75377-5. (Cité page 75)

[142] T. Trupke, M. A. Green, P. Würfel, P. P. Altermatt, A. Wang, J. Zhao, and R. Corkish. Temperature dependence of the radiative recombination coefficient of intrinsic crystalline silicon. *Journal of Applied Physics*, 94(8) :4930–4937, October 2003. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.1610231. (Cité page 76)

[143] Chog Barugkin, Jinjin Cong, The Duong, Shakir Rahman, Hieu T. Nguyen, Daniel Macdonald, Thomas P. White, and Kylie R. Catchpole. Ultralow Absorption Coefficient

and Temperature Dependence of Radiative Recombination of CH3NH3PbI3 Perovskite from Photoluminescence. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 6(5) :767–772, March 2015. doi:10.1021/acs.jpclett.5b00044. (Cité page 76)

[144] Homepage | PicoQuant. URL https://www.picoquant.com/. (Cité page 76)

[145] Jan Linnros, Nenad Lalic, Augustinas Galeckas, and Vytautas Grivickas. Analysis of the stretched exponential photoluminescence decay from nanometer-sized silicon crystals in SiO2. *Journal of Applied Physics*, 86(11) :6128–6134, December 1999. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.371663. (Cité page 76)

[146] Multimètre numérique 2700/E Keithley, Etalonné RS | RS. URL https://docs.rs-online.com/724c/0900766b810ec7e7.pdf. (Cité page 82)

[147] Fiche technique Gemini 550 four de calibration., August 2022. URL https://www.instrumart.com/assets/GEMINILRI.pdf. (Cité page 82)

[148] NB-PTCO-155 | TE Connectivity PT100 RTD Sensor, 2mm Dia, 5mm Long, Chip, ±0.1 °C +200°C Max | RS. URL https://ie.rs-online.com/web/p/thermocouples/1007528. (Cité page 82)

[149] Jean-Luc Battaglia, Andrzej Kusiak, and Christophe Pradere. *Introduction aux transferts thermiques - 3e éd. : Cours et exercices corrigés*. Dunod, September 2020. ISBN 978-2-10-081641-5. (Cité pages 83, 84)

[150] 3D CAD Design Software | SOLIDWORKS. URL https://www.solidworks.com/home-page-2021. (Cité page 83)

[151] P. J. Timans. The experimental determination of the temperature dependence of the total emissivity of GaAs using a new temperature measurement technique. *Journal of Applied Physics*, 72(2) :660–670, July 1992. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.351849. (Cité page 84)

[152] FLIR T335 caméra infrarouge. URL http://www.merlinlazer.com/T335-Thermal-Imaging-Camera-2. (Cité page 85)

[153] Test et Métrologie - Sources de référence UV/VIS/SWIR/IR et bancs de test électro-optique. URL https://hgh-infrared.com/fr/test-et-metrologie/. (Cité page 85)

[154] Thermographic paint for infrared camera – for high temperature application | LabIR®. URL https://paints.labir.eu/homepage/thermographic-paint-for-high-temperature-applications. (Cité page 86)

[155] Linkam Scientific. URL https://www.linkam.co.uk. (Cité page 88)

[156] Undoped GaAs | AXT Inc. URL http://www.axt.com/site/index.php?q=node/38. (Cité page 97)

[157] A. Y. C. Yu. Electron tunneling and contact resistance of metal-silicon contact barriers. *Solid-State Electronics*, 13(2) :239–247, February 1970. ISSN 0038-1101. doi:10.1016/0038-1101(70)90056-0. (Cité page 98)

[158] D.K. Schroder and D.L. Meier. Solar cell contact resistance—A review. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 31(5) :637–647, May 1984. ISSN 1557-9646. doi:10.1109/T-ED.1984.21583. (Cité pages 99, 131)

[159] Somaia Sarwat Sylvia, Hong-Hyun Park, M. Abul Khayer, Khairul Alam, Gerhard Klimeck, and Roger K. Lake. Material Selection for Minimizing Direct Tunneling in Nanowire Transistors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 59(8) :2064–2069, August 2012. ISSN 1557-9646. doi:10.1109/TED.2012.2200688. (Cité page 101)

[160] Gregory N. Derry, Megan E. Kern, and Eli H. Worth. Recommended values of clean metal surface work functions. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 33(6) : 060801, November 2015. ISSN 0734-2101. doi:10.1116/1.4934685. (Cité page 101)

[161] Huade Yao, Paul G. Snyder, and John A. Woollam. Temperature dependence of optical properties of GaAs. *Journal of Applied Physics*, 70(6) :3261–3267, September 1991. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.349285. (Cité page 106)

[162] G. Borghs, K. Bhattacharyya, K. Deneffe, P. Van Mieghem, and R. Mertens. Band-gap narrowing in highly doped n- and p-type GaAs studied by photoluminescence spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 66(9) :4381–4386, November 1989. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.343958. (Cité page 106)

[163] M. K Hudait, P Modak, and S. B Krupanidhi. Si incorporation and Burstein–Moss shift in n-type GaAs. *Materials Science and Engineering : B*, 60(1) :1–11, May 1999. ISSN 0921-5107. doi:10.1016/S0921-5107(99)00016-1. (Cité page 106)

[164] Elias Burstein. Anomalous Optical Absorption Limit in InSb. *Physical Review*, 93(3) : 632–633, February 1954. doi:10.1103/PhysRev.93.632. (Cité page 106)

[165] T. S. Moss. The Interpretation of the Properties of Indium Antimonide. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 67(10) :775, October 1954. ISSN 0370-1301. doi:10.1088/0370-1301/67/10/306. (Cité page 106)

[166] Juan A. Gonzalez-Cuevas, Tamer F. Refaat, M. Nurul Abedin, and Hani E. Elsayed-Ali. Calculations of the temperature and alloy composition effects on the optical properties of AlxGa1-xAsySb1-y and GaxIn1-xAsySb1-y in the spectral range 0.5–6 eV. *Journal of Applied Physics*, 102(1) :014504, July 2007. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.2751406. (Cité page 108)

[167] S. A. Lourenço, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, E. Laureto, E. A. Meneses, J. R. Leite, and I. Mazzaro. Temperature dependence of optical transitions in AlGaAs. *Journal of Applied Physics*, 89(11) :6159–6164, June 2001. ISSN 0021-8979. doi:10.1063/1.1367875. (Cité page 109)

[168] R. N. Hall. Recombination processes in semiconductors. *Proceedings of the IEE - Part B : Electronic and Communication Engineering*, 106(17S) :923–931, May 1959. ISSN 2054-0418. doi:10.1049/pi-b-2.1959.0171. (Cité page 113)

[169] R. K. Ahrenkiel. Measurement of minority-carrier lifetime by time-resolved photoluminescence. *Solid-State Electronics*, 35(3) :239–250, March 1992. ISSN 0038-1101. doi:10.1016/0038-1101(92)90228-5. (Cité pages 114, 116)

[170] Ireneusz Strzalkowski, Sharad Joshi, and C. R. Crowell. Dielectric constant and its temperature dependence for GaAs, CdTe, and ZnSe. *Applied Physics Letters*, 28(6) : 350–352, March 1976. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.88755. (Cité pages 127, 128)

[171] M. Passlack, M. Hong, J. P. Mannaerts, J. R. Kwo, and L. W. Tu. Recombination velocity at oxide–GaAs interfaces fabricated by in situ molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 68(25) :3605–3607, June 1996. ISSN 0003-6951. doi:10.1063/1.116652. (Cité page 131)

[172] Hiroshi Ito Hiroshi Ito and Tadao Ishibashi Tadao Ishibashi. Surface Recombination Velocity in p-Type GaAs. *Japanese Journal of Applied Physics*, 33(1R) :88, January 1994. ISSN 1347-4065. doi:10.1143/JJAP.33.88. (Cité page 131)

[173] Alan M. Whitman. The Second Law. In Alan M. Whitman, editor, *Thermodynamics : Basic Principles and Engineering Applications*, Mechanical Engineering Series, pages 175–229. Springer International Publishing, Cham, 2020. ISBN 978-3-030-25221-2. (Cité page 138)

[174] Olivier Dupré, Rodolphe Vaillon, and Martin A. Green. A full thermal model for photovoltaic devices. *Solar Energy*, 140 :73–82, December 2016. ISSN 0038-092X. doi:10.1016/j.solener.2016.10.033. (Cité page 139)

[175] P. T. Landsberg and V. Badescu. Carnot factor in solar cell efficiencies. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 33(22) :3004–3008, October 2000. ISSN 0022-3727. doi:10.1088/0022-3727/33/22/320. (Cité page 139)

[176] Charalambos C. Katsidis and Dimitrios I. Siapkas. General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference. *Applied Optics*, 41(19) :3978–3987, July 2002. ISSN 2155-3165. doi:10.1364/AO.41.003978. (Cité page 141)

[177] R. E. Bird, R. L. Hulstrom, A. W. Kliman, and H. G. Eldering. Solar spectral measurements in the terrestrial environment. *Applied Optics*, 21(8) :1430–1436, April 1982. ISSN 2155-3165. doi:10.1364/AO.21.001430. (Cité page 148)

Publications et communications

Résumé et poster

Oublon et al., Physics of GaAs solar cells operating under thermal stress, Ecole thématique « Physics of Solar Cells : from basic principles to advanced characterization », Les Houches, France, 1-6 Mars 2020.

Oublon et al., « Analysis of the performances of a conventional GaAs solar cell operating at up to 200 ℃ », Journées Nationales du Photovoltaïque (JNPV) 2020, en ligne, 26-29 Janvier 2021.

Résumé et oral

Oublon et al., « Insight into the factors affecting the performances of a conventional GaAs solar cell operating at up to 200°C », Journées Nationales du Photovoltaïque (JNPV) 2021, Dourdan, France, 30 Novembre – 03 décembre 2021.

Oublon et al., « Analysis of Thermally Stressed GaAs Solar Cells for Operation in Terrestrial Hybrid Systems », International Conference on Concentrator Photovoltaic Systems (CPV-18), (Miyazaki Japon/) en ligne, 25-27 avril 2022.

Acte

Oublon et al., « Analysis of Thermally Stressed GaAs Solar Cells for Operation in Terrestrial Hybrid Systems », AIP Conf. Proc., [35], 2022.

Résumé

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse portent sur l'étude du comportement des cellules photovoltaïques (PV) soumises à un stress thermique. Usuellement, les performances des cellules photovoltaïques sont mesurées dans les conditions standards de test (CST) définies telles que : la température de la cellule est fixée à 25 °C, l'irradiance est fixée à 1000 W/m^2, et le spectre solaire correspond à une masse d'air AM 1,5. Toutefois, ces valeurs de la température et de l'illumination ne sont pas représentatives de celles rencontrées en conditions réelles de fonctionnement. Par exemple, les missions spatiales proches du soleil et l'hybridation de la conversion photovoltaïque avec la conversion solaire-thermique (PVT) ou thermoélectrique (PVTEG) conduisent à des températures de fonctionnement pouvant dépasser 100 °C. Or le rendement de conversion photovoltaïque décroît avec l'augmentation de la température. Par ailleurs, on constate qu'une cellule qui présente les meilleures performances à 25 °C ne fonctionne pas nécessairement de manière optimale à une température bien plus élevée (>100 °C). Cette thèse propose une analyse détaillée de la physique qui gouverne le comportement de cellules conventionnelles à base d'arséniure de gallium (GaAs) sous stress thermique (de 150 à 200 °C), correspondant à des températures de fonctionnement envisagées pour des systèmes d'hybridation de la conversion PV avec les conversions solaire-thermique et thermoélectrique. La première partie de la thèse est dédiée à une présentation de l'état de l'art des cellules solaires qui ont été testées à haute température. La seconde partie est consacrée à la conception d'un véhicule de test dont le rendement de conversion est optimisé à 25 °C. Dans cette partie toutes les étapes de fabrication de la cellule, les méthodes de caractérisation de ses performances (réponse spectrale et caractéristique courant-tension) et de mesures spécifiques (de résistances électriques liées à la présence de contacts métalliques, utilisant l'effet Hall, ellipsométriques, et de photoluminescence) sont présentées. La troisième partie de ce manuscrit est dédiée à la présentation des résultats de ces caractérisations pour des températures allant de 150 à 200 °C. Elle fournit une analyse des propriétés optiques (indice complexe de réfraction) et électriques (résistance spécifique de contact, mobilité, durée de vie) déduites des mesures spécifiques

et qui seront utiles à la compréhension des causes de la dégradation des performances de la cellule à haute température. La dernière partie de la thèse est consacrée à l'analyse de la physique qui gouverne le comportement de la cellule testée de 150 à 200 °C. Dans cette partie, il est relevé qu'à plus haute température, les performances des cellules photovoltaïques s'écartent de la limite théorique (de Shockley-Queisser) du rendement de conversion PV. Ensuite, il est notamment établi un bilan et une analyse détaillée de l'évolution des pertes de conversion, sous forme d'une représentation graphique originale. De plus, on observe que le comportement optique de la cellule ne se dégrade pas à haute température et que l'impact des résistances séries ne nécessite pas de travail particulier d'optimisation de la grille de contact. L'analyse du comportement de la cellule révèle alors que l'augmentation de l'écart à la limite de Shockley-Queisser lorsque la température croît, est due aux recombinaisons non radiatives à l'interface entre l'émetteur et la couche fenêtre. Ces résultats servent de point de départ pour développer des cellules solaires fonctionnant optimalement à haute température. Ces premiers résultats devraient permettre par la suite de proposer des modifications de matériaux et de structure de cellule afin de diminuer les pertes de rendement photovoltaïque à haute température.

Abstract

The work presented in this thesis manuscript focuses on the study of the behaviour of photovoltaic (PV) cells under thermal stress. Usually, the evaluation of the performance of PV cells is carried out under standard test conditions (STC) defined as : the cell temperature is set at 25 °C, the irradiance is set at 1,000 W/m2, and the solar spectrum corresponds to an air mass of AM 1.5. However, these temperature and illumination values are not representative of those encountered in real operating conditions. Indeed, space missions close to the sun and the hybridisation of photovoltaics with solar-thermal (PVT) or thermoelectric (PVTEG) conversion lead to operating temperatures that can exceed 100 °C. However, the photovoltaic conversion efficiency decreases with increasing temperature. Furthermore, it is found that a cell that performs best at 25 °C does not necessarily perform optimally at a much higher temperature (>100 °C). The thesis therefore proposes to provide a detailed analysis of the physics governing the behaviour of conventional gallium arsenide (GaAs) cells tested under thermal stress conditions (150–200 °C) which correspond to operating temperatures envisaged for systems hybridising PV conversion with solar-thermal and thermoelectric conversions. The first part of the thesis is dedicated to a presentation of the state of the art of solar cells that were tested at high temperatures. The second part is dedicated to the design of a test vehicle with conversion efficiency optimised at 25 °C. It provides the fabrication steps of the cell and describes the methods for characterising its performance (spectral response and current-voltage characteristics) and specific measurements (of electrical resistance related to the presence of metallic contacts, using the Hall effect, ellipsometry, and photoluminescence). The third part is dedicated to the presentation of the results of these characterisations for temperatures ranging from 150 to 200 °C. It provides an analysis of the optical (complex refractive index) and electrical (specific contact resistance, mobility, lifetime) properties deduced from the specific measurements and which will be useful in understanding the causes of the degradation of the cell performance at high temperature. The last part of the thesis is devoted to the analysis of the physics governing the behaviour of the cell tested from 150 to 200 °C. It reveals that at

higher temperatures, the performance of the photovoltaic cells deviates from the theoretical (Shockley-Queisser) limit of PV conversion efficiency. In particular, a detailed assessment and analysis of the evolution of the conversion losses are provided in an original graphical representation. It is shown that the optical behaviour of the cell does not degrade at high temperatures and the impact of series resistance does not require any special grid optimisation work. The analysis of the cell behaviour reveals that the deviation from the Shockley-Queisser limit with increasing temperature is due to non-radiative recombination modelled at the interface between the emitter and the window layer. These results serve as a starting point for developing solar cells that operate optimally at high temperatures. They should subsequently enable the proposal of material and cell structure modifications to reduce photovoltaic efficiency losses at high temperatures.