UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

****

ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE, CHIMIE, SCIENCES DE LA TERRE,

DE l'UNIVERS ET DE L'INGENIEUR (PCSTUI)

****

FACULTE des SCIENCES et TECHNIQUES

****

Année : **2017** N° d'ordre : **67**

****

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Energie Solaire Matériaux et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement par :

Moustapha SANE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

Titre : « Caractérisation de photopiles à jonctions verticales sous éclairement monochromatique avec angle d'incidence »

Soutenue **le 10 Août 2017** devant le jury composé de :

Jury	Nom et prénoms	Grade	Etablissement
Président	M. YOUM Issakha	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Rapporteurs	M. BARRY Mamadou	Professeur Titulaire	FST / UCAD
	M. SENE Cheikh	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Directeur de thèse	M. BARRO Fabé Idrissa	Maître de Conférences	FST / UCAD

Dédicaces

Je dédie ce travail :

A feue ma petite sœur bienaimée Khadidiatou !

A mon père bienaimé !

A ma mère bienaimée !

A ma tante bienaimée !

A mes frères bienaimés !

J'adresse enfin ma profonde reconnaissance à toute ma famille pour m'avoir encouragé à choisir cette voie et pour m'avoir soutenu dans les moments difficiles !

Pour finir, à tous ceux qui ont de près et/ou de loin contribué à ma formation d'Homme !

Merci pour tout !

Ce travail a été effectué

Sous la direction de
Monsieur Fabé Idrissa BARRO, Maître de Conférences au Département de Physique de la Faculté des Sciences et Techniques
(FST / UCAD)

Au Laboratoire des Semiconducteurs et d'Energie Solaire (LASES) de la Faculté des Sciences et Techniques (FST) de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (UCAD).

REMERCIEMENTS

Qu'il me soit permis d'exprimer toute ma gratitude à ceux qui, par leur aide, leur collaboration ou leur soutien, ont contribué à la réalisation de ce travail.

Je voudrais tout d'abord remercier le directeur de cette thèse, Monsieur **Fabé Idrissa BARRO**, ***Maître de Conférences*** à la Faculté des Sciences et Techniques de l'U.C.A.D pour avoir bien voulu diriger ce travail. Je ne saurais trouver assez de mots forts pour vous exprimer toute ma profonde gratitude. Vous avez été toujours disponible à promouvoir davantage l'éducation des plus jeunes sans distinction. Malgré vos multiples charges sociales, scolaires et universitaires, vous avez pu donner le meilleur de vous-même pour toujours accompagner les jeunes dans leur éducation scientifique, morale et sociale. Vous êtes un homme de conviction, de sagesse et vos conseils ont suscité en moi la persévérance et l'abnégation dans le travail. Vous avez été accueillant, attentif à nos différentes sollicitations comme celles des autres. Je vous remercie, de tout mon cœur, pour l'honneur que vous me faites en acceptant de participer à ce jury. **Que Dieu Tout Puissant, le MISERICORDIEUX vous bénisse, vous protège et vous soutienne dans toutes vos entreprises.**

Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance la plus chaleureuse à **Issakha YOUM,** ***Professeur Titulaire*** des universités qui a su me soutenir dans les problèmes rencontrés et les difficultés que l'on trouve à l'orientation d'un tel travail. Qu'il trouve en ces quelques lignes l'assurance de mon profond respect et de mes sentiments de gratitude. Je lui suis reconnaissant d'avoir bravé et endigué mes idées parfois excessives et azimutées. Je ne sais comment le remercier pour son esprit exigeant et son engouement. Je lui dois l'enseignement de la persévérance à laquelle il m'a initié par ses conseils. Je vous remercie aussi de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. **Que Dieu Tout Puissant, le MISERICORDIEUX vous bénisse et vous soutienne dans toutes vos entreprises.**

Je remercie Monsieur **Cheikh SENE**, ***Professeur Titulaire*** des universités pour l'honneur que vous me faites d'être un rapporteur de cette thèse et de prendre part au jury. Vous avez su me faire profiter de votre abondante expérience, tant théorique que pratique, tout en me laissant une autonomie importante. Je vous remercie aussi pour la grande confiance que vous m'avez accordée tout au long de cette thèse. Votre esprit visionnaire et vos qualités humaines ont beaucoup contribué à la réalisation de ce travail. **Que Dieu Tout**

Puissant, le MISERICORDIEUX vous bénisse et vous soutienne dans toutes vos entreprises.

Je remercie Monsieur **Mamadou BARRY**, ***Professeur Titulaire*** des universités pour l'honneur que vous me faites en acceptant d'être un rapporteur de cette thèse. Vous m'avez reçu plusieurs fois durant pour des discussions ouvertes sur mon sujet et également pour ses indications avisées quant à l'application concrète de ce travail. Je vous remercie aussi de votre participation dans jury. **Que Dieu Tout Puissant, le MISERICORDIEUX vous bénisse et vous soutienne dans toutes vos entreprises.**

Ma reconnaissance va également à Monsieur **Amadou DIAO, *Maitre-assistant*** à l'UCAD. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec vous et j'apprécie votre sens scientifique, votre gentillesse, votre intégrité et vos discussions. Ces années passées à vos côtés furent très enrichissantes à la fois sur le plan scientifique et sur le plan humain. **QUE DIEU, LE TOUT PUISSANT VOUS PROTEGE.**

Nom et Prénom : SANE Moustapha

Titre de la thèse : « Caractérisation de photopiles à jonctions verticales sous éclairement monochromatique avec angle d'incidence »

Résumé : Ce travail est une étude en modélisation d'une photopile à jonction verticale au silicium polycristallin en modulation de fréquence, sous éclairement monochromatique constant avec angle d'incidence.

Une étude bibliographique est présentée dans le chapitre I ; dans cette partie nous avons présenté des généralités sur la photopile avant de faire l'état de l'art sur leur caractérisation.

Dans le deuxième chapitre de notre travail, nous avons présenté une étude théorique en modélisation de la photopile à jonction verticale. Après résolution de l'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge en excès, l'étude de la densité des porteurs minoritaires de charge en excès en fonction de la profondeur suivant x est faite. Nous avons ainsi pu montrer l'influence des principaux paramètres de fonctionnement tels que la fréquence de modulation, l'angle d'incidence, la profondeur suivant z, la vitesse dynamique à la jonction et la longueur d'onde de l'excitation sur la photopile.

A partir de la densité des porteurs minoritaires en excès, nous avons déterminé les expressions de la densité de photocourant, du courant de diode et de la phototension. La puissance électrique, le facteur de forme et le rendement de conversion photovoltaïque ont également été déterminés et étudiés. Pour la plupart des grandeurs étudiées, nous avons fait ressortir les effets des principaux paramètres relatifs à la photopile.

Pour la troisième partie de ce travail, il s'agit de déterminer les paramètres électriques de la photopile à jonction verticale. Dans un premier temps, à partir de l'analyse de la caractéristique I-V nous avons déterminé les expressions des résistances série et shunt et, grâce à la densité de porteurs minoritaires en excès et à la phototension, la capacité de la photopile a été établie. Les effets de la fréquence de modulation, de l'angle d'incidence, de la profondeur suivant z, et de la longueur d'onde de l'excitation ont pu être montrés sur à la fois les résistances série et shunt et la capacité de la photopile. Ensuite, grâce à la spectroscopie d'impédance nous avons déterminé les résistances série, parallèle, la capacité équivalente et l'inductance équivalente de la photopile. Deux modèles électriques équivalents de la photopile à jonction verticale ont été proposés grâce à l'analyse complémentaire obtenue avec les diagrammes de Bode et de Nyquist.

Dans le dernier chapitre, nous présentons l'étude photothermique de la photopile afin de montrer l'interaction entre les variations de la température et du flux de chaleur au sein de la photopile et le déplacement des porteurs suite à l'excitation lumineuse.

Mots clés : Photopile à jonction verticale – Photocourant – Phototension – Impédance dynamique – Angle d'incidence – Vitesse dynamique à la jonction – fréquence de modulation - Pulsation de coupure – Eclairement monochromatique – Résistance série –Résistance shunt – Résistance parallèle – Circuit électrique équivalent – Capacité– Inductance – Photothermique –Température – Flux de chaleur.

Name and First name: SANE Moustapha

Thesis title: « Theoretical study of a polycrystalline silicon vertical multijunction solar cell under monochromatic illumination with incidence angle in frequency modulation »

Summary: This work presents a study in modeling of a vertical polycrystalline silicon multijunction solar cell under constant monochromatic illumination with incidence angle in frequency modulation.

In the first chapter, some generalities about solar cells have been presented, followed by a state of the art on solar cells characterization.

The second chapter concerns a theoretical study of the vertical junction solar cell; based on the continuity equation, the excess minority carrier density has been established. The profile of the excess minority carrier versus base depth along x axis allowed us to show its dependence on the major operating parameters like the modulation frequency, the angle of incidence, the base depth along z axis, the junction recombination velocity and the illumination wavelength.

From the excess minority carrier density, we determined the photocurrent density, the diode current and the photovoltage across the junction. The output power, the fill factor and the conversion efficiency was also determined and studied. We exhibited the effects of the solar cell major operating parameters.

In the third part of this work, the objectives were to determine the solar cell electrical parameters. We first based our analysis on the I-V curve of the solar cell from which we deduced the series and shunt resistance expressions and from both excess minority carrier density and photovoltage, we determined the solar cell capacitance. The influence of modulation frequency, angle of incidence, base depth along z axis, the junction recombination velocity and the illumination wavelength was then presented for both resistances and capacitance.

Secondly, by help of impedance spectroscopy, series and parallel resistances, equivalent capacitance and equivalent inductance was determined. Two electrical models of the vertical junction have been proposed based on a complimentary analysis from Bode and Nyquist diagrams.

The last part of this work is dedicated to the photothermal analysis of the vertical junction solar cell; the idea is to show how temperature variations and heat flow are related to the excess minority carrier motion in the illuminated vertical junction solar cell.

Keywords: vertical junction solar cell- Photocurrent - Photovoltage - dynamic Impedance - Incidence angle - Junction recombination velocity - modulation frequency - Cut-off frequency - Monochromatic illumination - Series resistance - Shunt resistance - Parallel resistance - Electric equivalent circuit - capacitance - Inductance - Photothermal - Temperature - Heat flow.

SOMMAIRE

LISTE DES FIGURES

LISTE DES TABLEAUX

LISTE DES SYMBOLES UTILISES

x	(cm)	Profondeur dans la base suivant l'horizontale, comptée à partir de la jonction (x = 0)
z	(cm)	Profondeur dans la base suivant la verticale, comptée à partir de la jonction (z = 0)
L	(cm)	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base
τ	(s)	Durée de vie moyenne des porteurs minoritaires dans la base
D_n	($cm^{-2}.s^{-1}$)	Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la base
L_n	(cm)	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base
ω	($rad.s^{-1}$)	Fréquence angulaire
ω_c	($rad.s^{-1}$)	Fréquence angulaire de coupure
G(z,t)	($cm^{-3}.s^{-1}$)	Taux de génération global en fonction de la profondeur x et du temps
G(z)	(cm^{-3})	Taux de génération global en fonction de la profondeur x
δ	(cm^{-3})	Densité des porteurs minoritaires en excès dans la base de la photopile
H	(cm)	Epaisseur de la base de la photopile
Sf	(cm/s)	Vitesse dynamique des porteurs minoritaires à la jonction
Jph	($A.cm^{-2}$)	Densité de photocourant
Id	($A.cm^{-2}$)	Courant de diode
P	($W.cm^{-2}$)	Puissance électrique de la photopile
η		Rendement de conversion de la photopile
Q	(C)	Charge électrique élémentaire
Nb	(cm^{-3})	Taux de dopage de la base en atomes d'impureté
N_0	(cm^{-3})	Concentration intrinsèque des porteurs dans la base
K	(J/°K)	Constante de Boltzmann
T	(K)	Température
V_{ph}	(V)	Phototension
V_T	(V)	Tension thermique
Z_{ph}	($\Omega.cm^2$)	Impédance dynamique de la photopile
R_s	($\Omega.cm^2$)	Résistance série

R_{sh}	(Ω.cm^2)	Résistance shunt
R_{Ch}	(Ω)	Résistance de charge
R_d	(Ω.cm^2)	Résistance dynamique
R_p	(Ω.cm^2)	Résistance parallèle
C	(F.cm^{-2})	Capacité de la photopile
L_I	(H.cm^2)	Inductance de la photopile

INTRODUCTION GENERALE

Selon les derniers chiffres publiés par l'Agence Internationale de l'Energie (AIE), plus de 80% de l'énergie électrique produite dans le monde est obtenue à partir de stocks de ressources fossiles (charbon, gaz naturel, pétrole) ou fissiles (principalement uranium), non renouvelables **(Web1, 2010)**. Les réserves estimées pour ces ressources sont en dizaines voire centaines d'années (cas du pétrole) et ne permettent donc pas d'envisager leur utilisation à long terme et/ou à grande échelle.

L'exploitation à outrance des ressources fossiles (charbon, gaz naturel, pétrole) pour la production d'électricité a conduit à une hausse des émissions de gaz d'origine anthropique dans l'atmosphère. Ces gaz (principalement du CO_2) participent à l'augmentation de la température de l'air et des océans en renforçant l'effet de serre naturellement présent dans l'atmosphère. Les conséquences de cette hausse de température globale, estimée entre +1,1 et +6,4°C, sont innombrables et inquiétantes, tant sur le plan environnemental (disparition des glaciers, bouleversements des écosystèmes…) que sociétal (augmentation de la fréquence et de l'intensité des catastrophes naturelles, disparition des atolls…) **(Web2, 2007)**.

La production d'électricité par fission nucléaire de l'uranium présente l'avantage de ne pas entraîner directement d'émission de gaz à effet de serre. Néanmoins, le stockage des déchets radioactifs ainsi que les risques d'accidents nucléaires majeurs, récemment à Fukushima (**Web3, 2011 ; Web4, 2013**), ne permettent pas d'envisager ce moyen de production d'électricité à long terme (sans parler des ressources limitées) dans nos pays sous-développés. Dans le contexte décrit ci-dessus, il apparaît urgent de développer des moyens de production d'électricité pérenne et plus respectueuse de l'environnement. Ces moyens de production devraient permettre la distribution d'une énergie bon marché s'appuyant sur des ressources aussi géographiquement réparties que possibles et aussi respectueuses de l'environnement.

Les énergies renouvelables, qui sont des ressources virtuellement infinies (solaire, éolien, eau), ont le potentiel d'atteindre parfaitement ces objectifs. Parmi elles, l'énergie solaire offre une source d'énergie gigantesque liée au colossal flux continu de photons en provenance de notre étoile : le soleil. L'énergie solaire présente également l'avantage d'être présente partout sur le globe, et particulièrement dans les pays tropicaux non loin de l'équateur. Elle a aussi le potentiel de réduire les inégalités Nord-Sud, en apportant une source d'électricité abondante et nécessaire au développement des pays du sud (pauvres).

La conversion directe de la lumière en électricité a été découverte par le français Alexandre Edmond Becquerel en 1839 **(A. Ricaud, 1997)** bien que l'énergie solaire ait été utilisée depuis l'Egypte ancienne. Depuis, la recherche s'intensifie dans le domaine de l'énergie photovoltaïque. Ainsi, dans les années 1954-1955, fut créée par les laboratoires BELL aux Etats-Unis, la première cellule photovoltaïque à base de silicium obtenue par tirage Czochralski avec un rendement de 4% **(A. Ricaud, 1997 ; A. Jain et al, 2012)**.

C'est dans le but d'améliorer ce rendement que sont nées plusieurs types de photopiles : des photopiles conventionnelles ou monofaciales (**T. Saga, 2010**) aux photopiles à jonction verticale (susceptibles d'être éclairées par des rayons parallèles à la jonction) **(M. A. Green, 1995 ; B. Terheiden et al, 2000 ; R. W. Miles et al, 2005 ; M. M. Dione et al, 2009)** en passant par les photopiles bifaciales **(A. Cuevas, 2005 ; C. Duran, 2012)**.

La conversion photovoltaïque est régie par des processus que sont : la génération des paires électrons-trous, leur diffusion à travers la jonction et leur recombinaison.

Quand une cellule solaire est exposée à un éclairement, elle génère des paires électron-trou. L'existence du champ électrique qui résulte de la mise en contact de deux matériaux dopés différemment, permet de séparer ces charges électriques de signes contraires (positives et négatives) et d'obtenir un courant.

Ces porteurs photogénérés « succombent » à différents processus de recombinaison : pertes liées à la structure du matériau, pertes en volume et au niveau des interfaces, etc. **(H. Mäckel et A. Cuevas, 2006 ; M. Werner et al, 2008)**, limitant ainsi la performance de celle-ci.

Ces processus de recombinaison au sein de la photopile sont caractérisés par des paramètres électriques et électroniques qui déterminent la performance et le rendement de celle-ci. L'amélioration du rendement des photopiles passe par la maîtrise de ces paramètres électriques et électroniques. Dans le but de contrôler ces paramètres électroniques et électriques, différentes techniques de caractérisation des cellules solaires, basées sur les mesures des effets optiques **(B. Mazhari et H. Morkoç, 1993 ; M. J. Romero et al, 2001 ; A. Czerwinski et al, 2007 ; M. Werner et al, 2008)** ou électriques **(H. El Ghitani et S. Martinuzzi I et II, 1989)**, en régime statique **(H. Ly. Diallo et al, 2012 ; O. Sow et al, 2012)** ou dynamique **(F. I. Barro et al, 2010 ; I. Gaye et al, 2012),** ont été élaborées.

Dans ce travail, nous allons présenter au chapitre I, une étude bibliographique dans laquelle nous introduirons quelques généralités sur la conversion photovoltaïque et la photopile avant de faire l'état de l'art sur les méthodes de caractérisation d'une photopile solaire.

Au chapitre II, une étude en modélisation d'une photopile à jonction verticale parallèle éclairée par une lumière monochromatique en modulation de fréquence avec angle d'incidence sera présentée. Lors de cette étude, l'accent sera mis sur la densité des porteurs minoritaires de charge en excès et les paramètres électriques. Nous terminerons ce chapitre par l'étude de la puissance disponible, du facteur de forme et du rendement de conversion photovoltaïque.

Le chapitre III fera l'objet d'une étude des résistances série et shunt à partir de la caractéristique I-V, puis celle de la capacité de la photopile en particulier celle de diffusion. Nous ferons une détermination des résistances série (R_s), et parallèle (R_p) à partir de la représentation de Nyquist. Ensuite, à l'aide de la représentation de Bode, nous allons déterminer la fréquence de coupure et analyser la phase de l'impédance. L'analyse conjointe des diagrammes de Nyquist et de Bode nous permet de proposer des modèles électriques équivalents de la photopile.

Dans le dernier chapitre, le comportement photothermique de la photopile lorsqu'elle est éclairée par une lumière constante sera étudié. Il s'agit dans ce chapitre de montrer l'interaction entre la génération de porteurs et le flux de chaleur à travers la photopile.

Nous terminerons ce travail en présentant quelques perspectives relatives à ce domaine.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A. Cuevas, *"The early history of bifacial solar cells"*, Proceedings of the *20th* European Photovoltaic Solar Energy Conference, p.647-650, Barcelona 2005.

A. Czerwinski, M. Płuska, J. Ratajczak, A. Szerling et J. Katcki, "*Layer or Strip Resistance Measurement by Electron Beam Induced Current Technique in a Scanning Electron Microscope*", Materials Transactions, Vol. 48, No. 5, pp. 949- 953, 2007.

A. Jain, V. Subramanya, A. Patwardhan et N. Nikam, "*Study and Physical Implementation of Czochralski Process for Precursor of Microcrystalline Wax*", 2nd International Conference on Chemical, Ecology and Environmental Sciences (ICCEES'2012) Singapore 2012.

A. Ricaud, "*Photopiles solaires*", Presses Polytechniques et Universitaires romandes. Lausanne, Suisse, 1997.

B. Mazhari et H. Morkoç, "*Surface recombination in GaAs PN junction diode*", J. Appl. Phys. 73. 11, pp. 7509 – 7514, 1993.

B. Terheiden, G. Hahn, P. Fath et E. Bucher, "*The lamella silicon solar cell*", *Proceeding of the 16th European photovoltaic Solar Energy Conference*", Glasgow, UK, pp. 1377-1380, 2000.

C. Duran, "*Bifacial Solar Cells: High Efficiency Design, Characterization, Modules and Applications*", PhD thesis, Universität Konstanz, 2012.

F. I. Barro, A. Seidou Maiga, A. Wereme et G. Sissoko, *Determination of recombination parameters in the base of a bifacial silicon solar cell under constant multispectral light*, Physical and Chemical News, Volume 56, pp. *76-84*, 2010.

H. El Ghitani et S. Martinuzzi, "*Influence of dislocation on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells, I: Model*", J. Appl. Phys. 66(4), pp. 1717 – 1722, 1989.

H. El Ghitani et S. Martinuzzi, "*Influence of dislocation on electrical properties of large grained polycrystalline silicon cells II: Experimental results*", J. Appl. Phys. 66(4), pp. 1723 – 1726, 1989.

H. Ly Diallo, B. Dieng, I. Ly, M.M. Dione, M. Ndiaye, O.H. Lemrabott, Z.N. Bako, A. Wereme et G. Sissoko, "*Determination of the Recombination and Electrical Parameters of a Vertical Multijunction Silicon Solar Cell*", Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology. 4(16), pp. 2626-2631, 2012.

H. Mäckel et A. Cuevas, "*Unveiling the injection-dependence of the diffusion length via the spectral response of the voltage of silicon solar cells*", Proceedings of the IEEE 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, pp. 908 – 911, 2006.

I. Gaye, R. Sam, A. D. Seré, I. F. Barro, M. A. Ould El Moujtaba, R. Mané et G. Sissoko, "*Effect of irradiation on the transient response of a silicon solar cell*", International Journal of Emerging Trends and Technology in Computer Science (IJETTCS). 1, pp. 210 - 214, 2012.

M. A. Green, "*Silicon solar cells: Advanced Principles & Practice*", Centre for Photovoltaic Devices & Systems, 1995.

R. W. Miles, K. M. Hynes et I. Forbes, "*Photovoltaic solar cells: An overview of state-of-the-art cell development and environmental issues"*, Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials. 51, pp. 1-42, 2005

M. J. Romero, J.M. Olson, et M. M. Al-Jassim, "*Light-biasing electron-beam-induced-current measurements for multijunction solar cells*", Proceedings of the NCPV Program Review Meeting, pp. 289-290, 2001.

M. M. Dione, S. Mbodji, M. L. Samb, M. Dieng, M. Thiame, S. Ndoye, F. I. Barro et G. Sissoko, "*Vertical junction under constant multispectral light: determination of recombination parameters*", Proceedings of the 24th European photovoltaic solar energy conference and exhibition, pp.465 – 468, Hamburg, Germany, sept 2009

M. Werner, C. Hagendorf, O. Breitenstein, F. Altmann et J. Bagdahn, "*High-resolution electron-beam induced current imaging of the p-n junction in crystalline silicon on glass (csg) solar cells*", Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference, pp. 2217-2220, Valencia, Spain, September 2008.

O. Sow, I. Zerbo, S. Mbodji; M. I. Ngom; M. S. Diouf et G. Sissoko, "*Silicon Solar Cell Under Electromagnetic Waves In Steady State: Electrical Parameters Determination Using The I-V And P-V Characteristics*", International Journal of Science, Environment and Technology, Vol. 1, No 4, pp. 230 – 246, 2012.

T. Saga, "Advances in crystalline silicon solar cell technology for industrial mass production", NPG Asia Mater. Vol. **2,** N° 3, pp. 96–102, 2010.

Web1 : Agence Internationale de l'Energie, Key World Energy Statistics. Disponible sur http://www.iea.org/textbase/nppdf/free/2010/key_stats_2010.pdf, consulté le 10 août 2012.

Web2 : 4ème Rapport Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat, Groupe1, Résumé à l'intention des décideurs. Disponible sur http://www.ipcc.ch/pdf/assessment-report/ar4/wg1/ar4-wg1-spm-fr.pdf, consulté le 12 août 2012.

Web3 : Accident nucléaire de Fukushima. Disponible sur http://fr.wikipedia.org/wiki/Accident_nucl%C3%A9aire_de_Fukushima**,** consulté le 22 août 2012.

Web4 : Fukushima : deux ans d'impuissance et d'incidents. Disponible sur http://www.lemonde.fr/planete/article/2013/08/21/deux-ans-d-impuissance-a-fukushima_3464150_3244.html, consulté le 22 août 2013.

CHAPITRE I

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

INTRODUCTION

Depuis les années 1954-1955, date de la création par les laboratoires Bell aux Etats-Unis de la première cellule photovoltaïque à base de silicium avec un rendement de 4% **(A. Ricaud, 1997)**, plusieurs travaux de recherche ont été menés pour déterminer les paramètres de recombinaison afin d'améliorer le rendement de conversion photovoltaïque de ces photopiles.

Dans ce chapitre, nous allons présenter l'état de l'art sur la caractérisation de la photopile au silicium polycristallin à jonction verticale parallèle en modulation de fréquence sous éclairement monochromatique avec angle d'incidence.

I.1 DATES IMPORTANTES DANS L'HISTOIRE DU PHOTOVOLTAÏQUE

Les systèmes photovoltaïques sont utilisés depuis plusieurs décennies. Les applications ont commencé avec le programme spatial pour la transmission radio des satellites. Elles se sont poursuivies avec les balises en mer et l'équipement de sites isolés dans tous les pays du monde, en utilisant les batteries pour stocker l'énergie électrique pendant les heures sans soleil. Ainsi nous avons :

1839 : le physicien français Edmond Becquerel découvre le processus de l'utilisation de l'ensoleillement pour produire du courant électrique dans un matériau solide. C'est l'effet photovoltaïque.

1954 : trois chercheurs américains, Chapin, Pearson et Prince, mettent au point une cellule photovoltaïque qui donne un rendement beaucoup plus élevé au moment où l'industrie spatiale naissante cherche des solutions nouvelles pour alimenter ses satellites. Dans cette même année, la première cellule photovoltaïque (ou photopile) a été développée aux Etats-Unis par les chercheurs des laboratoires Bell, qui ont découvert que la photosensibilité du silicium pouvait être augmentée en ajoutant des "impuretés". C'est une technique appelée le "dopage" et qui est utilisée pour tous les semiconducteurs.

1958 : une cellule avec un rendement de 9 % est mise au point. Les premiers satellites alimentés par des cellules solaires sont envoyés dans l'espace.

1973 : la première maison alimentée par des cellules photovoltaïques est construite à l'Université de Delaware.

1975 : Werner Von Siemens expose devant l'Académie des Sciences de Berlin un article sur l'effet photovoltaïque dans les semiconducteurs. Mais jusqu'à la Seconde Guerre Mondiale, le phénomène reste encore une curiosité de laboratoire.

1983 : la première voiture alimentée par l'énergie photovoltaïque parcourt une distance de 4000 km en Australie.

Mais en dépit de l'intérêt des scientifiques au cours des années, ce n'est que lors de la course vers l'espace que les cellules ont quitté les laboratoires. En effet, les photopiles représentent la solution idéale pour satisfaire les besoins en électricité à bord des satellites, ainsi que dans tout site isolé.

I.2 EFFET PHOTOVOLTAÏQUE

L'effet photovoltaïque se manifeste par l'apparition d'une différence de potentiel à la jonction entre un métal et un semiconducteur ou entre deux semiconducteurs lorsque le dispositif reçoit un rayonnement lumineux de longueur d'onde adéquate. Ainsi une cellule photovoltaïque peut convertir l'énergie solaire en énergie électrique en mettant en jeu ce phénomène physique optoélectronique. Le rayonnement solaire est constitué de photons transportant chacun une énergie E_{ph}, qui répond elle-même à la relation (I-1) :

$$E_{ph} = h.c/\lambda \qquad \textbf{(I-1)}$$

λ (m) représente la longueur d'onde, h la constante de Planck ($6{,}62.10^{-34}$ J.s), c la vitesse de la lumière (3.10^{8} m/s).

D'après l'équation (I.1), l'énergie transportée par un photon est inversement proportionnelle à sa longueur d'onde. Le flux d'énergie solaire est transmis sous forme de rayonnements électromagnétiques, dont l'ensemble des longueurs d'ondes est assez proche de celui émis par les corps noirs présents dans l'espace.

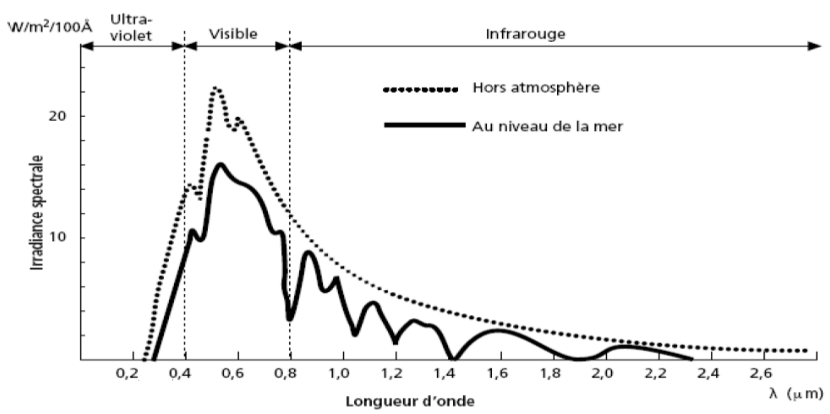


Figure I.1 : Exemples de spectre solaire

Les longueurs d'ondes du rayonnement solaire terrestre sont comprises entre 0,2µm (*ultra-violet*) et 2,4µm (*infra-rouge*) avec un maximum d'énergie pour 0,5µm. 97,5% de l'énergie solaire est comprise entre 0,2µm et 2,5µm. De 0,4µm à 0,8µm, le spectre correspond au domaine du visible. Les capteurs d'énergie solaire doivent donc être compatibles avec ces longueurs d'ondes pour pouvoir piéger les photons et les restituer sous forme de chaleur ou d'électrons. Le tableau I.1 ci-dessous donne les valeurs énergétiques caractéristiques des photons pour diverses longueurs d'ondes, ainsi que les zones correspondants au spectre lumineux.

Tableau I-1 : Valeurs énergétiques des photons issus du spectre solaire

$\lambda(\mu m)$	$E_{ph}(eV)$	Zone
0,2	6,2	Ultra-violet
0,4	3,1	Visible bleu
0,5	2,48	Visible Jaune-vert
0,78	1,59	Visible rouge
1	1,24	Infrarouge
2	0,62	Infrarouge
4	0,31	Infrarouge

Pour que le rayonnement solaire produise un courant électrique dans un matériau donné, faisant alors office de capteur, il faut que les photons soient tout d'abord absorbés par un ou plusieurs matériaux sensibles à la longueur d'onde des photons. Puis, l'énergie des photons excite des électrons, qui sont ensuite collectés afin de constituer un courant électrique global.

I.3 CELLULE PHOTOVOLTAÏQUE

I.3.1 Description d'une cellule photovoltaïque

Un système photovoltaïque est un dispositif qui convertit directement l'énergie du rayonnement (solaire) en énergie électrique. L'élément de base de ces systèmes est la ***cellule photovoltaïque***, appelée aussi cellule solaire ou photopile représentée à la figure I.2.

La figure I.2 montre qu'une cellule photovoltaïque est un composant électronique qui a la forme d'une plaque mince. Cette plaque est constituée d'une jonction entre deux couches semi-conductrices (ou entre une plaque métallique et une couche semi-conductrice). Chaque couche est reliée à un conducteur électrique, de sorte que l'on dispose de deux fils pour relier la cellule à un circuit électrique extérieur.

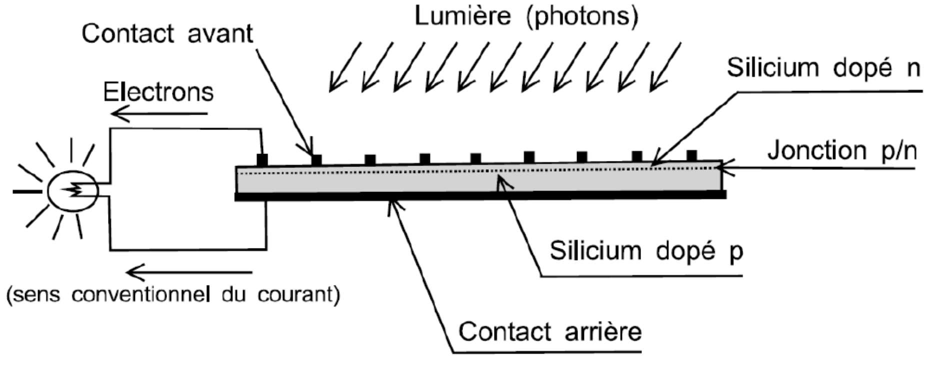


Figure I.2 : Transformation de l'énergie lumineuse en énergie photovoltaïque

I.3.2 Technologies

Pour la fabrication des photopiles solaires, différentes technologies ont été développées de par le monde ; on peut citer parmi les plus importantes les multijonctions à concentration, les couches minces, les cristallines et les technologies émergentes :

a) Les photopiles multijonctions à concentration

Dans cette famille, on retrouve essentiellement les « double jonctions » et les « triple jonctions » mais cette association de jonctions peut aller jusqu'à six comme on peut le voir sur les figures I.3 et I.4 (**H. Cotal et al, 2009**).

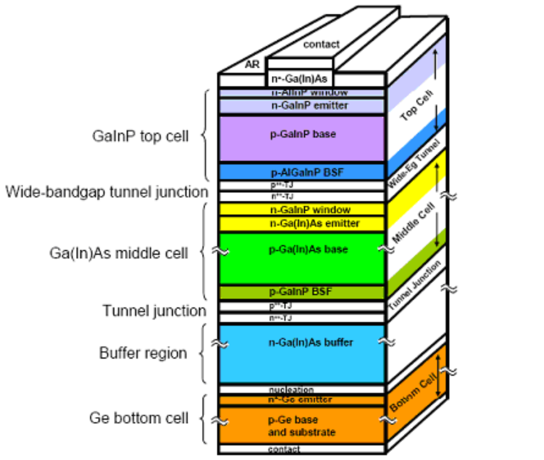


Figure I.3: Structure de cellule solaire à triple-jonction.

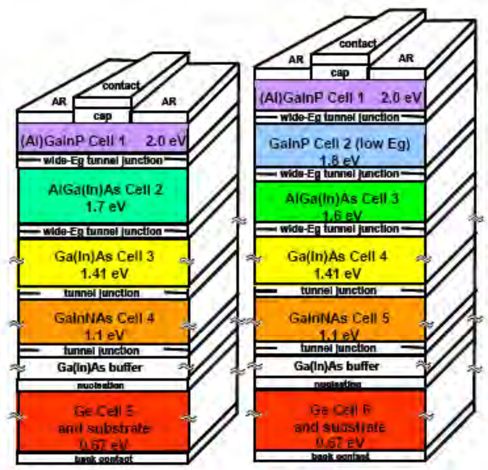


Figure I.4: Structures de cellule solaire à 5 et 6 jonctions.

b) Les photopiles à couches minces

Pour ce type de photopiles, plusieurs technologies de fabrication ont été mises au point notamment à base d'arséniure de gallium (GaAs), de tellurure de cadmium (CdTe), de diséléniure de cuivre et d'indium (CISe2), de silicium amorphe, de silicium nanocristallin, microcristallin ou polycristallin et de multijonctions polycristallines (**C. R. Wronski et al, 2000**).

La figure I.5 nous montre un aperçu de ces technologies à couches minces.

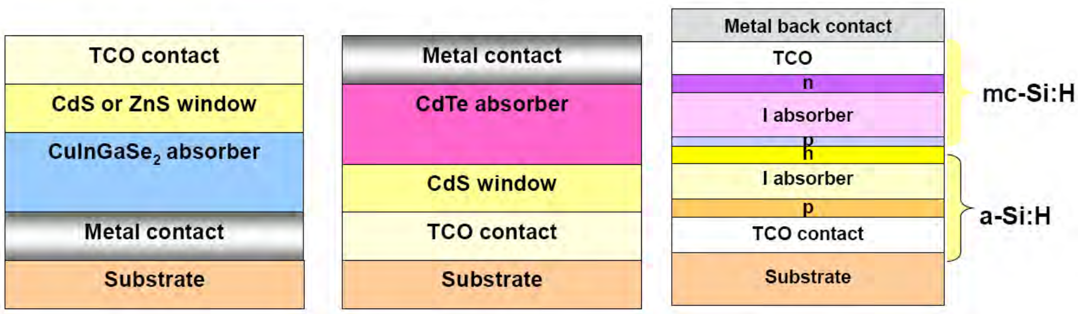


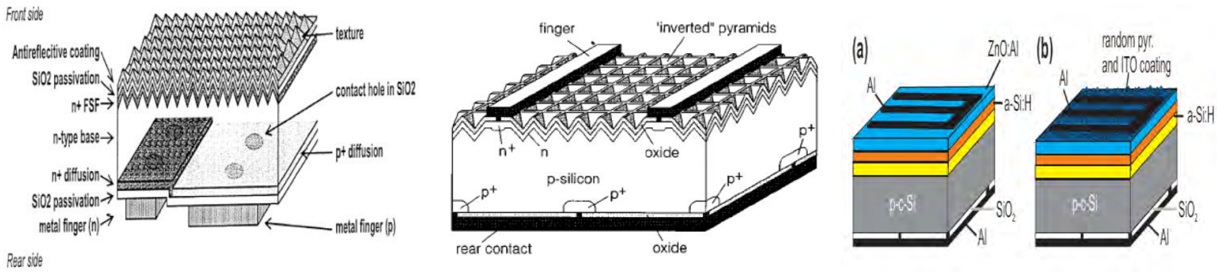
Figure I.5 : Les structures CIGS (à gauche), CdTe (au milieu) et a-Si (à droite)

c) Les photopiles cristallines

Dans cette famille de photopiles on trouve une large variété de technologies que l'on peut subdiviser de la manière suivante :

- ♥ Les photopiles monocristallines
- ♥ Les photopiles multicristallines
- ♥ Les hétérostructures

On peut illustrer ces technologies à travers quelques structures que voici :



(a) (b) (c)

Figure I.6 : Exemples de photopiles cristallines : (a) et(b) polycristalline, (c) hétérostructure

Il faut remarquer cependant que pour toutes les technologies que nous avons eues à citer, la jonction est toujours perpendiculaire à l'éclairement ; cela présente un inconvénient majeur du fait que les porteurs photogénérés ne le sont pas à égale distance de la jonction et donc une majorité de ces porteurs ne peut atteindre la jonction à moins d'avoir une longueur de diffusion très grande. Pour pallier à cet inconvénient, les photopiles à jonction dites verticales pour lesquelles l'éclairement est parallèle à la jonction furent développées ; cela a pour conséquences d'avoir les porteurs photogénérés à même distance de la jonction mais surtout les structures à jonctions verticales présentent de plus faibles valeurs de résistance série et sont bien mieux adaptées au fonctionnement sous concentration (**H. Lu et al, 1993**).

Les photopiles à jonctions verticales sont en réalité une cascade de jonctions PN assemblées en série ou en parallèle d'où les appellations de photopile à jonction verticale série et photopile à jonction verticale parallèle comme on peut le voir sur les figures I.7 et I.8 :

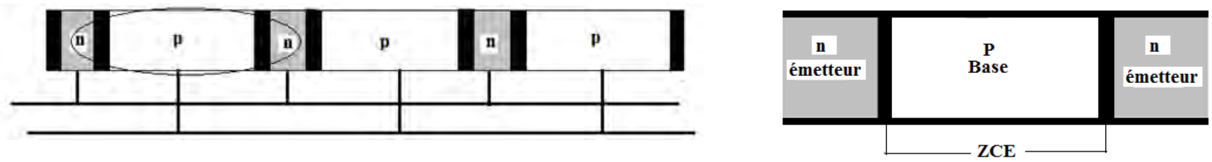


Figure I.7 : Jonction verticale parallèle

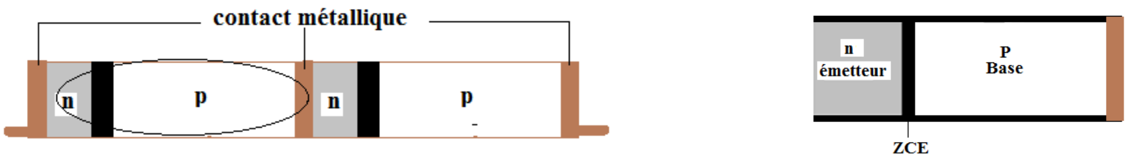


Figure I.8 : Jonction verticale série

d) Les technologies émergentes

Il s'agit essentiellement des photopiles organiques : polymères et inorganiques et des photopiles à colorant ou photopiles de Graëtzel.

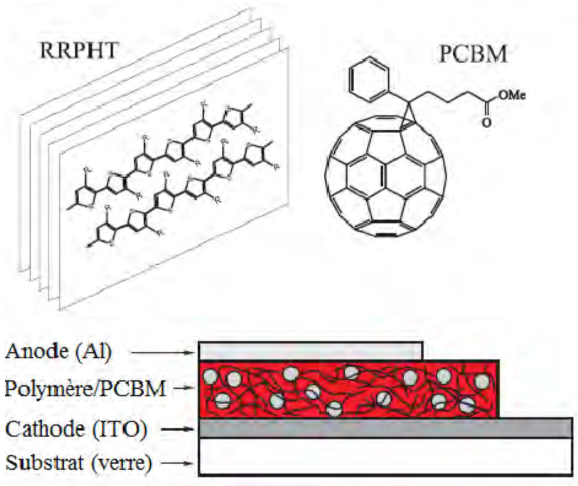


Figure I.9 : Structure d'une photopile organique

L'amélioration des structures existantes et la création de nouvelles structures de photopiles permettent l'augmentation du rendement de conversion photovoltaïque.

Nous présentons ainsi à la figure I.10 l'évolution des rendements de conversion photovoltaïque par technologie de photopile **(NCPV, 2013)**.

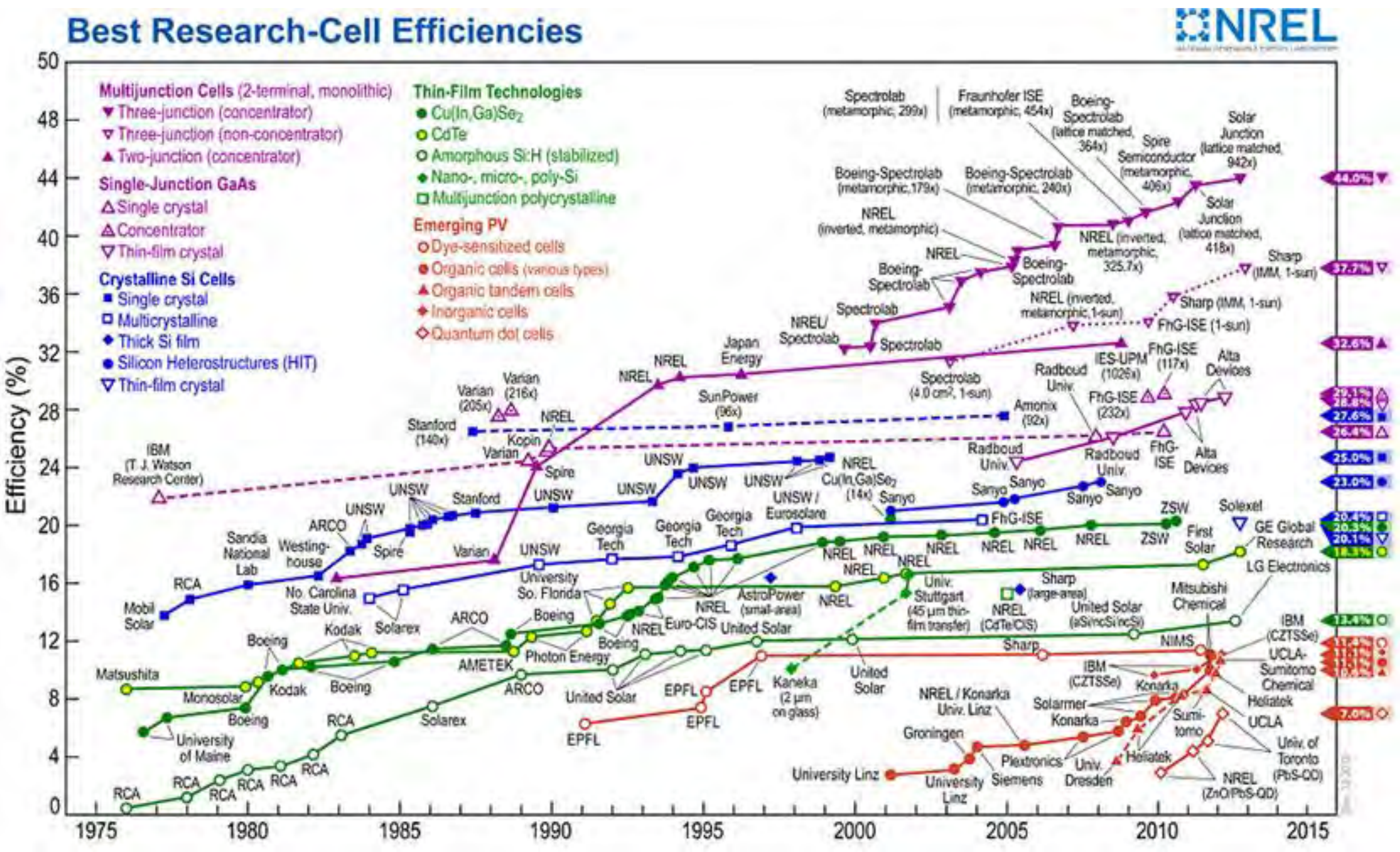


Figure I.10 : Evolution des rendements de conversion par technologie (NCPV, 2013).

I.4 CARACTERISATION DE LA PHOTOPILE

Nous présentons ici quelques travaux importants sur la caractérisation de la photopile.

Micro-photopiles à jonction verticale au silicium pour la concentration
[*Vertical junction Si micro-cells for concentrating photovoltaics*] (**R. Sarfaty et al, 2011)**

Dans cet article, les auteurs ont montré l'intérêt de travailler avec les photopiles à jonction verticale. Les cellules solaires au silicium à jonction verticale (JV) présentent l'intérêt de fonctionner sous concentration élevée due à la possibilité d'opérer à faible courant et tension élevée compte tenu des faibles pertes due à la résistance série, mais les essais ont montré jusqu'ici que l'efficacité est modeste environ 20%. Ils réalisent une étude complète d'optimisation en 2D et 3D et montrent que l'efficacité des cellules à jonctions verticales multiples (JVM) peut être sensiblement plus élevée, autour de 30% à la concentration de 1000 soleils et même plus. L'atteinte du rendement élevé exige une largeur micro-jonction d'environ 50 microns, qui est sensiblement plus petite que les cellules antérieures à celles des JVM. Ceci exige une approche monolithique dans le processus de fabrication. Les auteurs ont réalisé des jonctions verticales séparées avec différentes largeurs sur un substrat de silicium sur isolant (SOI). Les mesures du rendement de conversion en fonction de la largeur de jonction pour différentes intensités d'illumination concordent avec ce qui était prévu par la simulation : les rendements les plus élevés ont été obtenus par micro-JV de 50 microns de largeur.

Mesure et analyse de la réponse angulaire sur des cellules solaires au silicium non encapsulées et encapsulées
[*Measurement and analysis of angular response of bare and encapsulated silicon solar cells*]
(J. L. Balenzategui et F. Chenlo, 2005)

Ici, les auteurs mettent l'accent sur la réponse de photopiles et modules de différentes technologies sous l'effet de l'angle d'incidence ; pour cela les auteurs s'appuient essentiellement sur les paramètres électriques de la photopile que sont la tension de circuit ouvert Voc et le courant de court-circuit Isc. Afin de mener à bien leurs expériences, les auteurs se basent sur la théorie idéale suivante :

L'énergie rayonnée en fonction de l'angle θ, d'après la loi des cosinus, est de la forme

$$E(\theta) = E_0 . \cos\theta \qquad \textbf{(I-2)}$$

Puisque le courant de court-circuit Isc de la photopile dépend linéairement de l'éclairement, il peut être mis sous la forme :

$$I_{sc}(E) = I_0 \frac{E}{E_0} \qquad \textbf{(I-3)}$$

Ce qui donne

$$I_{sc}(\theta) = I_0 \cdot \cos\theta \qquad \textbf{(I-4)}$$

I_0 étant le courant de court-circuit à l'incidence normale. La variation de la tension en circuit ouvert des cellules peut être décrite en négligeant la résistance et les effets de second ordre par l'expression.

$$V_{co} = V_0 + m\frac{K \cdot T}{e}\ln(\cos\theta) \qquad \textbf{(I-5)}$$

Les auteurs utilisent le dispositif expérimental de la figure I.11 dans lequel ils font pivoter la photopile pour enregistrer la tension de circuit ouvert et le courant de court-circuit suivant l'angle d'incidence.

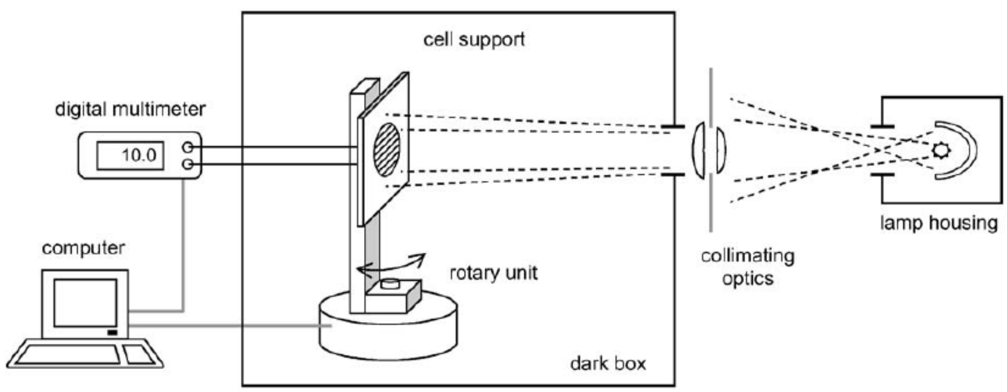


Figure I.11: Dispositif expérimental

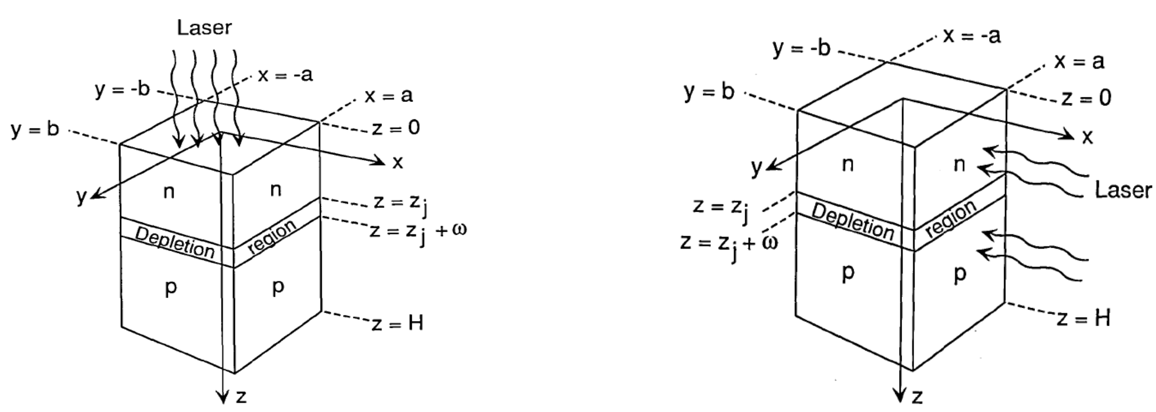
A partir de ces mesures, une comparaison de l'effet de l'angle d'incidence sur la photopile encapsulée et sur la photopile non encapsulée a été faite et ce pour différentes technologies. Les auteurs montrent ainsi que dans pratiquement tous les cas, l'encapsulation améliore la réponse angulaire des photopiles solaires.

Influence de l'angle d'incidence, de la taille du grain et de la vitesse dynamique au joint de grain sur la capacité de diffusion de la photopile bifaciale.
[*Influence of illumination incidence angle, grain size and grain boundary recombination velocity on the bifacial solar cell diffusion capacitance*] **(M. M. Deme et al, 2010)**

Dans ce travail une étude en modélisation à 3 dimensions d'une photopile bifaciale est présentée ; en particulier, les effets de la taille de grain, de la vitesse dynamique aux joints de grain et de l'angle d'incidence sont mis en exergue sur la densité de porteurs minoritaires photocréés dans la base ainsi que sur la capacité de diffusion de la photopile. Ils montrent ainsi les effets néfastes des recombinaisons aux joints de grain avec une rapide diminution de la capacité de diffusion et du rendement de cette même capacité ; c'est l'effet contraire que l'on observe avec l'augmentation de la taille de grain. En traçant le logarithme de la capacité en fonction de la phototension, les auteurs obtiennent une droite et déduisent la capacité sous obscurité comme étant l'ordonnée à l'origine de la courbe obtenue.
L'évolution tant de la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base de la photopile que de la capacité de diffusion montrent une variation en cosinus avec l'angle d'incidence mais pour le rendement de conversion de la capacité, on obtient un optimum au voisinage de π/6 rad.

Modélisation à trois dimensions de convertisseurs photovoltaïques conventionnels et à jonction verticale
[*Three-Dimensional Models of Conventional and Vertical Junction Laser-Photovoltaic Energy Converters*] **(J. H. Heinbockel et G. H. Walker, 1988)**

Les travaux présentés ici portent sur une étude en modélisation à 3 dimensions de deux photopiles sous éclairement Laser : une photopile à jonction horizontale et une photopile à jonction verticale (voir figure I.12).



Photopile conventionnelle   Photopile à jonction verticale

Figure I.12 : Structure 3D des photopiles étudiées

Partant de l'équation de continuité à 3D et de la méthode Green, les auteurs déterminent d'abord la densité de porteurs et ensuite le photocourant puis le rendement de conversion. Ils démontrent alors que pendant que le rendement de conversion des jonctions verticales atteint près de 50%, celui des jonctions conventionnelles ne fait que s'approcher de 20%.

A la suite de ce constat, les auteurs concentrent leur attention sur la photopile à jonction verticale en montrant la dépendance de son rendement de conversion et les paramètres tels que le flux incident, la concentration en atomes d'impureté (accepteurs et donneurs), la position de la jonction, la résistance série, la température de fonctionnement et la vitesse dynamique en surface. Ils montrent ainsi que le rendement de conversion diminue avec la vitesse dynamique en surface, la température de fonctionnement, la résistance série et la position de la jonction. C'est l'effet contraire que l'on observe avec le flux incident et l'épaisseur de la photopile avec un optimum pour la concentration de porteurs.

Etude en modélisation des paramètres électriques d'une photopile bifaciale au silicium : détermination de la capacité et de l'épaisseur de la zone de charge d'espace
[*Electrical parameters for bifacial silicon solar cell study in modeling: capacitance and space charge region width determination*] **(S. Madougou et al, 2005)**

Une photopile bifaciale au silicium de structure n^+pp^+ est étudiée sous éclairement multispectral constant. Les auteurs écrivent l'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge en excès dans la base de la photopile. Cette équation est résolue avec les conditions aux limites à la jonction et à la face arrière définies respectivement par les vitesses dynamiques à la jonction $Sf\alpha$ et à la face arrière $Sb\alpha$.

Le profil des densités de porteurs minoritaires de charge en excès dans la base pour différents modes d'éclairement de la photopile font ressortir une extension de la zone de charge d'espace suivant la vitesse dynamique à la jonction. Les auteurs associent à la zone de charge d'espace une capacité qu'ils étudient en fonction de la vitesse dynamique Sf(j) et de la phototension aux bornes de la photopile selon le modèle de déplétion de Shockley.

Modèle 3D pour la détermination de l'épaisseur et de la capacité de diffusion de la jonction base-émetteur d'une photopile bifaciale polycristalline dans des conditions réelles
[*A 3D model for thickness and diffusion capacitance of emitter-base junction determination in a bifacial polycrystalline solar cell under real operating condition*] **(S. Mbodji et al, 2011)**

Dans ce travail, les auteurs ont montré le comportement de la zone de charge d'espace d'une cellule solaire bifaciale sous éclairement monochromatique. La modélisation se fait à 3D et ils se servent des relations mathématiques pour aborder une nouvelle approche impliquant à la fois la vitesse dynamique à la jonction et la vitesse dynamique à la face arrière. L'étude de l'élargissement de la zone de charge d'espace s'est faite en se basant sur la densité de porteurs minoritaires relative en fonction de la profondeur dans la base pour différents paramètres tels que la taille de grain, la vitesse dynamique à la face arrière, la longueur d'onde et pour différentes conditions d'opérabilités. Les auteurs ont su établir une relation entre l'épaisseur de la zone de charge d'espace et la capacité de diffusion exhibant ainsi les propriétés d'un condensateur plan.

Modélisation des résistances d'une photopile *n+/p* à partir de la caractéristique I-V considérant la vitesse de recombinaison à la jonction (Sf)
[*Modeling study of n+/p solar cell resistances from single I-V characteristic curve considering the junction recombination velocity (Sf)*] **(S. Mbodji et al, 2012)**

Les auteurs, utilisant les vitesses dynamique à la jonction (Sf) et à la face arrière (Sb), ont établi l'équation de continuité, dans un modèle 3D, et l'ont résolue en tenant compte des effets de la taille de grain (g) et de la vitesse dynamique au joint de grain (Sgb).
Variant Sf de 0 à 1.5×10^6 cm/s, ils tracent les caractéristiques I-V et P-V. Considérant la caractéristique I-V, les auteurs ont proposé deux circuits électriques équivalents : le premier pour les faibles valeurs de Sf (Sf < 10^2 cm/s) et le second, au voisinage du court-circuit (Sf > 10^4 cm/s). La résistance série (R_s) est déterminée à partir du premier circuit électrique équivalent où la photopile solaire fonctionne comme générateur de tension et la résistance shunt (R_{sh}) est calculée avec le deuxième circuit dans lequel la photopile solaire est considérée comme générateur de courant.
Les auteurs montrent que R_s diminue et R_{sh} augmente avec la taille de grain (g) alors que le rendement de conversion diminue avec la vitesse dynamique aux joints de grain (Sgb), R_s augmente et R_{sh} diminue avec la vitesse dynamique aux joints de grain Sgb.

Détermination des paramètres des cellules solaires sous éclairement
[*Determination of Solar Cells Parameters under Illuminated Conditions*] **(M. Chegaar et al, 2003)**

Les auteurs ont eu à comparer quatre méthodes d'extraction de paramètres de cellules solaires : la méthode de conductance basée sur la caractéristique I-V, la méthode d'optimisation non linéaire des moindres carrés, la méthode analytique à cinq-points modifiée et la méthode d'optimisation verticale. La méthode analytique à cinq-points modifiée donne des valeurs de paramètres qui sont proches de celles obtenues par les techniques d'optimisation. Bien qu'elle semble plus rapide et plus simple, les incertitudes associées non seulement aux mesures de la tension de circuit ouvert et du courant de court-circuit, mais également à la recherche du point de puissance maximum et à la détermination graphique des pentes, empêchent une bonne détermination des paramètres. En effet, avec cette méthode, une reconstruction de la caractéristique I-V selon les ajustements ne correspond pas assez bien la plupart du temps à la caractéristique I-V réelle. La technique de conductance a l'avantage de ne pas avoir besoin de connaitre à priori les paramètres. Cependant, à partir de cette méthode le courant de saturation calculé pour les modules photovoltaïques est très supérieur à celui obtenu numériquement et on ne peut pas déterminer tous les paramètres simultanément, contrairement à la méthode non linéaire des moindres carrés. Une particularité de la méthode proposée par les auteurs est qu'elle n'est pas uniquement basée sur les caractéristiques I-V seulement, mais également sur les pentes de ces courbes, c'est-à-dire la conductance G. Les auteurs finissent par remarquer que cette méthode permet d'éviter les problèmes d'oscillation constatés lorsque les valeurs de début d'itération sont assez proches des paramètres optimaux.

Spectroscopie d'admittance et d'impédance appliquée à des photopiles *Cu(In,Ga)Se$_2$*
[*Admittance and Impedance Spectroscopy on Cu(In,Ga)Se$_2$ Solar Cells*] **(H. Bayhan et A. S. Kavasoglu, 2003)**

Les auteurs indiquent quelques résultats expérimentaux sur les propriétés électriques du haut rendement des photopiles solaires à hétérojonction à base de ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se$_2$. La spectroscopie d'admittance a été utilisée pour la caractérisation en volume et au niveau de l'interface de la couche mince Cu(In,Ga)Se$_2$. L'analyse de la dépendance capacité-fréquence a indiqué une émission peu profonde comme le niveau de défaut avec une énergie d'activation d'environ 75Mev. L'information sur le modèle de circuit équivalent des dispositifs a été fournie

par l'analyse des mesures d'impédance. Les données d'impédance sont présentées par les courbes de Nyquist par plusieurs tensions de polarisation. Le modèle de circuit équivalent consistant à mettre en série la résistance parallèle et le condensateur s'avère donner de bons résultats.
Les auteurs ont étudié les propriétés des interfaces d'une photopile solaire du ZnO/CdS/Cu(In, Ga)Se_2 par la spectroscopie d'admittance et d'impédance dans la gamme de fréquence 100 Hz-1,8MHz. Les données d'impédance AC ont été mesurées à la température ambiante pour des tensions allant de +0.8V à -0.8V. Le comportement semi-circulaire des courbes de Nyquist impliquent que la réponse diélectrique observée peut être décrite par un circuit équivalent comportant une résistance R_p et un condensateur Co en parallèle, le tout en série avec une résistance R_s. Ceci a été vérifié avec la dépendance en fréquence à la fois de la partie imaginaire et réelle des données d'impédance. Les données expérimentales ont également indiqué l'existence des états d'interface pour le CdS/CIGS et/ou le CIGS comme prévu pour ce type de dispositif.

Circuit large bande et à coût réduit pour la mesure et l'analyse par spectroscopie d'impédance de matériaux piézo-électriques et de capteurs ultrasonores
[*Cost-effective broad-band electrical impedance spectroscopy measurement circuit and signal analysis for piezo-materials and ultrasound transducers*] **(G. K. Lewis et al, 2008)**

Dans cet article, les auteurs proposent un circuit électrique simple et des méthodes pour réaliser la spectroscopie d'impédance électrique (EIS) sur des disques piézoélectriques et transducteurs ultrasoniques. Ce dispositif est facile à réaliser et à utiliser pour les laboratoires car elle ne nécessite pas l'utilisation d'analyseurs de réseaux ou d'impédance. A partir d'impulsion à 12ns et de 5V d'amplitude, les auteurs ont montré qu'on peut avoir des mesures exactes de spectres d'impédance en utilisant la loi d'Ohm et la transformée de Fourier rapide. La méthodologie utilisée est applicable pour des fréquences allant de 700KHz à 20MHz.

Effets de la résistance série et de l'inductance sur les mesures d'admittance de cellules solaires
[*Effects of Series Resistance and Inductance on Solar Cell Admittance Measurements*] **(J. H. Scofield, 1995)**

Dans ce travail, la dépendance en fréquence de l'admittance des piles solaires polycristallines de type CIGS sous polarisation inverse a été mesurée et comparée aux mesures obtenues pour un circuit simple de la forme R-L-C. Les auteurs trouvent qu'aux basses fréquences, l'admittance est assimilable à celle d'une capacité d'épuisement (C) en parallèle avec une résistance shunt (r).

Aux hautes fréquences les mesures sont fortement affectées par la résistance série (R) et l'inductance (L). Les auteurs montrent que selon les valeurs relatives des fréquences caractéristiques f1 = 1/(2πRC) et f0 = $\{2\pi(Lc)^{½}\}^{-1}$, la capacité "mesurée" diminue aux faibles fréquences (f1 < f0) ou augmente aux hautes fréquences. Pour toutes les cellules CIGS étudiées (superficie de 0.43 cm^2), des mesures fiables de caractéristiques C-V ont été obtenues seulement avec des fréquences f < 300 KHz mais la fréquence f = 50 KHz est considérée comme la fréquence de mesure recommandée.

Détermination simultanée de la longueur de diffusion, de la durée de vie et du coefficient de diffusion des porteurs minoritaires par un faisceau modulé
[*Simultaneous determination of diffusion length, lifetime and diffusion constant of minority carrier using a modulated beam***] (F. Ahmed et S. Garg, 1986)**

Cette étude présente une technique de détermination en régime dynamique fréquentiel, de la longueur de diffusion L, la durée de vie τ et la constante de diffusion D des porteurs minoritaires de charge en excès. Un faisceau de photons modulé est utilisé pour exciter un échantillon de silicium massif. Lorsque la photopile est éclairée par le faisceau de photons, des phénomènes de génération de paires électron-trou y prennent naissance. L'équation régissant l'évolution de ces porteurs de charge $\delta(x,t)$ dans le temps (t) et dans l'espace (x), est alors résolue en considérant un taux de génération de la forme :

$$g(x,t) = \alpha \cdot \Gamma \cdot e^{-\alpha\cdot(x-x_0)} \cdot e^{i\cdot\omega\cdot t} \qquad \textbf{(I-6)}$$

Γ est le flux de photons incident, α est le coefficient d'absorption du matériau, ω la pulsation de la source d'excitation, x abscisse à partir de la jonction, x_0 est la position à la surface illuminée.

L'équation générale de continuité est de la forme (I-7) :

$$\frac{\partial^2\delta(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{L^2}\cdot\delta(x,t) + \frac{g(x,t)}{D} = \frac{1}{D}\cdot\frac{\partial\delta(x,t)}{\partial t} \qquad \textbf{(I-7)}$$

Des solutions de la forme $\delta(x,t) = \delta(x)\cdot e^{i\cdot\omega\cdot t}$ ayant la même pulsation que le taux de génération ont été considérées.

En remplaçant les différents termes $\delta(x,t)$ et $g(x,t)$ par leurs expressions respectives, l'équation (I-54) devient :

$$\frac{\partial^2 \delta(x)}{\partial x^2} - \frac{1}{L^2\omega} \cdot \delta(x) = \frac{\alpha \cdot \Gamma}{D} \cdot e^{-\alpha \cdot (x - x_0)} \quad \textbf{(I-8)}$$

Une solution de l'équation (I-55) est donnée sous la forme :

$$\delta(x) = \frac{\alpha \cdot \Gamma}{D \cdot (a^2 - \frac{1}{L^2\omega})} \cdot \left\{ exp\left[-\frac{1}{L^2\omega} \cdot (x - x_0 \right] - exp\left[-\alpha \cdot (x - x_0 \right] \right\} \quad \textbf{(I-9)}$$

L'expression (I-9) peut être mise sous la forme :

$$\delta(x) = A(x) \cdot \exp[i \cdot \theta(x)] \quad \textbf{(I-10)}$$

A(x) représente l'amplitude et ϕ(x) la phase.

La représentation graphique de *A(x)* en fonction de la distance x décroît comme une exponentielle simple au-delà *0,5L*. La valeur de ε se calcule à partir de la pente de la courbe de l'amplitude en fonction de la profondeur *x*.

La courbe de variation de ε en fonction de la fréquence donne, ε_0 qui n'est autre que l'inverse de *L* pour $\omega = 0$

Les représentations graphiques de Im ($\frac{1}{L^2\omega}$)/Re ($\frac{1}{L^2\omega}$) et de Im ($\frac{1}{L^2\omega}$) en fonction de la fréquence sont des droites ayant respectivement pour pente τ et *D*.

Mesure des paramètres électriques d'une photopile par la méthode de l'impédance Spectroscopique

[*Measurement of solar Cell AC parameters using Impedance Spectroscopy*] **(R. A. Kumar, 2000)**

Dans ce document, l'auteur présente une méthode de détermination des paramètres d'une photopile.

Ainsi en utilisant le diagramme de Nyquist, il a représenté les spectres d'impédance de quelques modèles électriques fondamentaux :

- Le spectre d'impédance d'une résistance pure (R) que nous présentons à la figure I.13.

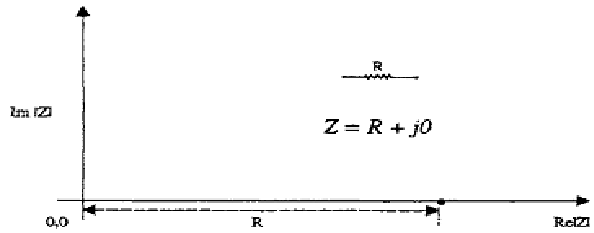


Figure I.13 : Impédance spectroscopique d'une résistance pure (R)

➢ Le spectre d'impédance d'une capacité pure (C) que nous présentons à la figure I.14.

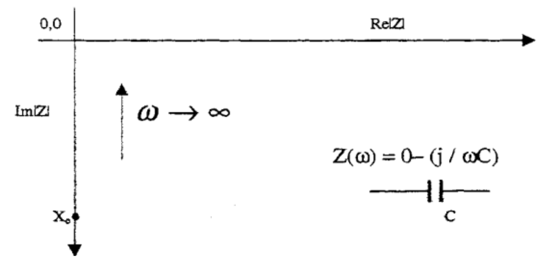


Figure I.14 : Impédance spectroscopique d'une capacité pure (C)

➢ Le spectre d'impédance d'une inductance pure (L) que nous présentons à la figure I.15.

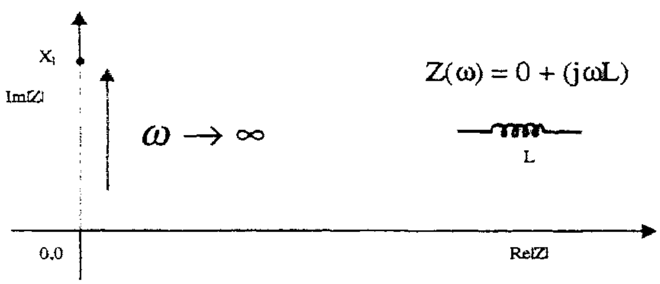


Figure I.15 : Impédance spectroscopique d'une inductance pure (L)

➢ Le spectre d'impédance d'un circuit R-C en série que nous présentons à la figure I.16.

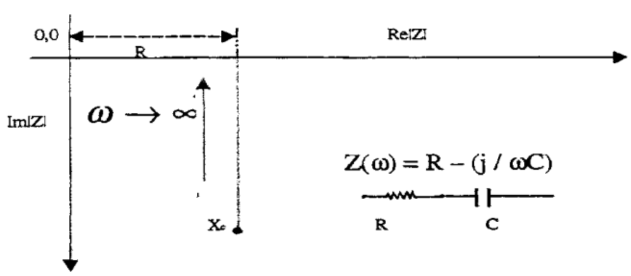


Figure I.16 : Impédance spectroscopique d'un circuit R-C en série

➢ Le spectre d'impédance d'un circuit R-L en série que nous présentons à la figure I.17.

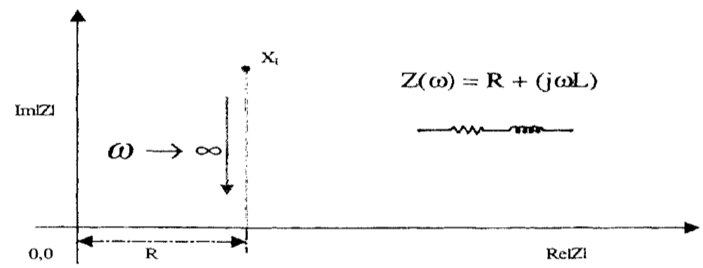


Figure I.17 : Impédance spectroscopique d'un circuit R-L en série

➢ Le spectre d'impédance d'un circuit R-C en parallèle que nous présentons à la figure I.18.

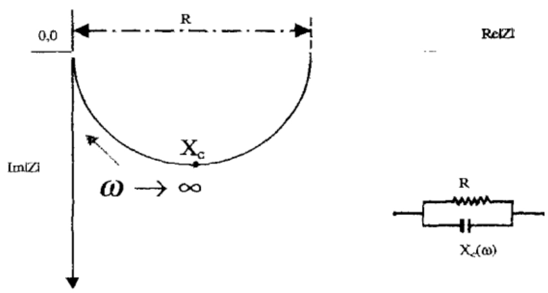


Figure I-18 : Impédance spectroscopique d'un circuit R-C en parallèle

➢ Le spectre d'impédance d'un circuit R-L en parallèle que nous présentons à la figure I.19.

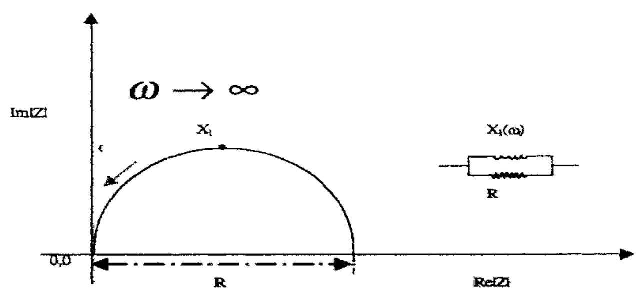


Figure I.19 : Impédance spectroscopique d'un circuit R-L en parallèle

A partir de ces spectres d'impédances fondamentaux, l'auteur a déterminé quelques paramètres électriques de la photopile.

Théorie de l'excitation AC et de la Réflectance photo-thermique d'une jonction semi-conductrice p-n (1ère partie)

[*Coupled ac photocurrent and photothermal reflectance response theory of semiconducting p-n junction. I*] **(A. Mandelis, 1989)**

Dans cette partie, la théorie de la réflectance photothermique (PTR) est utilisée pour étudier la réflectivité qui est fonction de la température, à la surface d'un échantillon de semi-conducteur. Lorsqu'on excite un matériau semi-conducteur, il y'a création de paires électrons-trous dans une région proche de la surface où la densité de porteurs photocréés contribue à la réflectivité. L'excitation se fait en utilisant une source Laser d'intensité modulée (excitatrice AC) qui provoque une excitation thermique à la surface du semi-conducteur.

Pour une petite variation de température par rapport à la température initiale T_o, le flux thermique au sein de la photopile peut être décrit par les équations (I-11) et (I-12) **:**

- côté p ($-d < x < 0$) **:**

$$\alpha \cdot \frac{\partial^2 (\Delta T_p)}{\partial x^2} + \left(\frac{\beta N_o \Delta E}{\rho\ c}\right) e^{-\beta(x+d)} + \frac{E_g}{\tau_n\ \rho\ c}(\Delta n_p) = \frac{\partial(\Delta T_p)}{\partial t} \quad \textbf{(I-11)}$$

- côté n ($x > 0$) **:**

$$\alpha \cdot \frac{\partial^2 (\Delta T_n)}{\partial x^2} + \left(\frac{\beta N_o \Delta E}{\rho\ c}\right) e^{-\beta(x+d)} + \frac{E_g}{\tau_p\ \rho\ c}(\Delta p_n) = \frac{\partial(\Delta T_n)}{\partial t} \quad \textbf{(I-12)}$$

ΔT_p et ΔT_n désignent respectivement la variation de température par rapport à la température T_o dans la zone p et dans la zone n ; E_g est l'énergie de gap ; $\Delta E = (h\nu - E_g)$ l'énergie de thermalisation ; α, ρ et c étant la diffusivité thermique, la densité et la chaleur spécifique respectivement.

Moyennant quelques approximations le taux de génération optique des porteurs se met sous la forme :

$$G_{H_p}(x,t) = \left\{\Delta E \cdot N_o \cdot \beta \cdot e^{-\beta(x+d)} + \frac{E_g}{\tau_n}\Delta n_p(x)\right\} \cdot H(t) \quad \textbf{(I-13)}$$

$$G_{H_n}(x,t) = \left\{\Delta E \cdot N_o \cdot \beta \cdot e^{-\beta(x+d)} + \frac{E_g}{\tau_p}\Delta p_n(x)\right\} \cdot H(t) \quad \textbf{(I-14)}$$

Sous excitation optique, la variation de température peut se mettre sous forme complexe **:**

$$\Delta T_p(x,t) = \Delta T_p(x) e^{i\omega \cdot t} \quad \textbf{(I-15)}$$

$$\Delta T_n(x,t) = \Delta T_n(x) e^{i\omega \cdot t} \quad \textbf{(I-16)}$$

Ainsi, l'équation de diffusion thermique peut s'écrire **:**

- côté p ($-d < x < 0$) **:**

$$\frac{d^2(\Delta T_p(x))}{dx^2} - \sigma^2 \Delta T_p(x) = -\left(\frac{E_g}{2\ k}\tau_n\right)\left[A\cosh\left(\frac{x}{L_{\omega n}}\right) + B\sinh\left(\frac{x}{L_{\omega n}}\right)\right] - \frac{\beta N_o}{2\ k}\left(\Delta E + \frac{E_g L_{\omega n}^2}{L_n^2\left(1-\beta^2 L_{\omega n}^2\right)}\right) e^{-\beta(x+d)} \quad \textbf{(I-17)}$$

- côté n ($x > 0$) **:**

$$\frac{d^2(\Delta T_n(x))}{dx^2} - \sigma^2 \Delta T_n(x) = -\left(\frac{E_g D}{2\,k\tau_p}\right) e^{-\frac{x}{L_{\omega p}}} - \frac{\beta N_o}{2\,k}\left(\Delta E + \frac{E_g L_{\omega p}^2}{L_p^2\left(1-\beta^2 L_{\omega p}^2\right)}\right) e^{-\beta(x+d)} \qquad \textbf{(I-18)}$$

où k la conductivité thermique (k = α ρ c) ; A, B, D sont des coefficients définis par les conditions aux limites précédentes ; $\sigma \approx (i\omega/\alpha)^{1/2}$ est le coefficient de diffusion thermique.

Dans l'approximation des signaux faibles, les solutions sont données par **:**

$$\Delta T_p(x) = C_1 \cosh(\sigma(x+d)) + C_2 \sinh(\sigma(x+d)) + \frac{E_g}{\tau_n k(\sigma^2 - L_{\omega n}^{-2})}\left[A\cosh\left(\frac{x}{L_{\omega n}}\right) + B\sinh\left(\frac{x}{L_{\omega n}}\right)\right] + \frac{\beta N_o}{2\,k(\sigma^2-\beta^2)}\left(\Delta E + \frac{E_g L_{\omega n}^2}{L_n^2\left(1-\beta^2 L_{\omega n}^2\right)}\right) e^{-\beta(x+d)} \qquad \textbf{(I-19)}$$

$$\Delta T_n(x) = C_3 e^{-\sigma(x+d)} + \left(\frac{E_g D}{k\tau_p(\sigma^2 - L_{\omega p}^{-2})}\right) e^{-\frac{x}{L_{\omega p}}} - \frac{\beta N_o}{2\,k(\sigma^2-\beta^2)}\left(\Delta E + \frac{E_g L_{\omega p}^2}{L_p^2\left(1-\beta^2 L_{\omega p}^2\right)}\right) e^{-\beta(x+d)} \qquad \textbf{(I-20)}$$

Les coefficients C_1, C_2 et C_3 sont définis à partir des trois conditions aux limites (I-21), (I-22) et (I-23) **:**

- continuité de la température à l'interface x=0

$$\Delta T_p(0) = \Delta T_n(0) \qquad \textbf{(I-21)}$$

- continuité du flux thermique à l'interface x=0 et conductivité thermique constante de part et d'autre de la zone de charge d'espace

$$\left.\frac{d\Delta T_p(x)}{dx}\right|_{x=0} = \left.\frac{d\Delta T_n(x)}{dx}\right|_{x=0} \qquad \textbf{(I-22)}$$

- taux de génération thermique à la surface

$$k\left.\frac{d\Delta T_p(x)}{dx}\right|_{x=-d} = -\,v_s^{NR} E_R \cdot \Delta n(-d) \qquad \textbf{(I-23)}$$

v_s^{NR} étant la vitesse dynamique à la surface due aux processus non radiatifs.

Dans la suite, en accord aux approximations faites, en négligeant aussi les processus radiatifs et photochimiques, et en choisissant judicieusement $v_s^{NR} = v_s$ l'équation (I-23) est réécrite sous la forme (I-24) **:**

$$k\left.\frac{d\Delta T_p(x)}{dx}\right|_{x=-d} = -v_s E_R \cdot \Delta n(-d) \qquad \textbf{(I-24)}$$

Après avoir déterminé les coefficients C_1, C_2 et C_3, l'expression complexe de $\Delta T_p(-d)$ est de la forme **:**

$$\Delta T_p(-d) = \Delta T_o(-d)\left(q\frac{V_o}{K_B T}\right) - \Delta T_G(-d) \qquad \textbf{(I-25)}$$

Où $\Delta T_o(-d)$ est indépendante du flux de photons incidents N_o ; $\Delta T_G(-d)$ la variation de température à la surface relative à la recombinaison des porteurs libres photogénérés.

En référence au formalisme du photocourant, seul le terme ΔT_G est considéré pour le reste du travail.

Les approximations ont été faites en basses fréquences avec $\omega\tau \leq 1$ et en hautes fréquences $\omega\tau \geq 1$

Théorie de l'excitation AC et de la Réflectance photo-thermique d'une jonction semi-conductrice p-n (2ème partie)
[*Combined ac photocurrent and photothermal reflectance measurements in semiconducting p-n junction .II*] **(A. Mandelis, 1989)**

La théorie de la réponse photothermique d'une photopile à jonction développée dans la partie I est appliquée à des simulations théoriques pour identifier l'influence des différents paramètres du dispositif électronique. La théorie est encore testée dans une configuration expérimentale avec une cellule solaire commerciale. La méthode expérimentale est basée sur le diagramme de Bode du module et de la phase de la variation de température ΔT. Les données expérimentales exposées sont en accord satisfaisant avec le modèle théorique.

Recherche quantitative des courts circuits locaux dans des photopiles par thermo-photographie pulsée
[*Quantitative Shunt Investigations on Solar Cells by Lock-in Thermography*] **(O. Breitenstein, 2002)**

Les auteurs ont effectué des mesures thermographiques à différentes polarisations. Les résultats peuvent être évalués quantitativement en analysant la caractéristique I-V à l'obscurité. Ainsi ils trouvent que les effets shunts peuvent être mesurés séparément d'une manière non destructive. Alternativement, en évaluant le signal des "bonnes" régions de la cellule (loin des shunts), des propriétés d'une cellule solaire ne contenant aucun shunt ont été trouvées et comparées à celle de la vraie cellule. De cette façon, les auteurs concluent sur l'influence des shunts dans l'efficacité des cellules solaires pour différentes polarisations. Puisque beaucoup de shunts montrent une caractéristique I-V non linéaire, les détections des shunts effectuées sous une grande polarisation inverse ne peuvent pas toujours correctement prévoir l'influence des shunts.

Selon leurs expériences, les forts shunts qui dégradent sérieusement la performance des cellules en AM 1,5, sont toujours les shunts linéaires (ohmiques). Ils peuvent être causés par exemple par un émetteur incomplètement ouvert aux bords, par contamination à l'aluminium à la surface (produisant des jonctions-tunnel entre la base et l'émetteur), ou par inversion des rigoles creuses en volume. De cette étude, les auteurs constatent que les shunts résiduels dominants le bon fonctionnement dans les cellules sont également les shunts de bord (recombinaisons induites), shunts au-dessous des lignes de grille (type Schottky ou recombinaisons induites), et shunts provoqués par des éraflures ou des défauts dans cristal (toutes les deux recombinaison-induites). De cette manière, les auteurs de conclure que tous ces shunts montrent habituellement une caractéristique I-V non linéaire avec a grand facteur d'idéalité. Ainsi, quant aux shunts ohmiques ils constatent que leur influence relative sur la caractéristique I-V augmente avec la décroissance de la polarisation. Sous AM 1,5 ils sont les seuls à diminuer faiblement la performance des cellules, mais ils peuvent considérablement dégrader la performance des cellules lors de mauvaises conditions d'illumination**.**

CONCLUSION

Nous avons présenté ici différentes techniques de caractérisation d'une photopile. A travers cette étude, nous avons revu le principe de la conversion photovoltaïque avant de présenter les principales familles de photopiles en termes de technologie. L'état de l'art sur la caractérisation des photopiles tant en régimes statique que dynamique a été présenté ; il en est ressorti que les paramètres généralement étudiés sont surtout le coefficient de diffusion, la longueur de diffusion et la durée de vie des porteurs minoritaires en excès dans la base de la photopile ainsi que quelques paramètres électriques. Par contre, ces études n'ont pas ou suffisamment pas fait ressortir l'influence à la fois de la fréquence de modulation, de l'angle d'incidence, de la longueur d'onde et de la position dans la base pour des photopiles à jonction verticale.

C'est ainsi que, afin d'apporter notre contribution dans le vaste domaine de la caractérisation des photopiles, nous proposons de travailler avec une photopile à jonction verticale et de :

- Prendre en compte l'angle d'incidence de la lumière,
- Faire une étude complète des résistances série, shunt et de la capacité de la photopile
- Etudier à la fois le facteur de forme et le rendement de conversion photovoltaïque
- Proposer des modèles électriques équivalents de la photopile à jonction verticale

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A. Mandelis, "*Coupled ac photocurrent and photothermal reflectance response theory of semiconductor p-n junctions. I***",** J. App. Phys.66 (11), pp. 5572 - 5583, December 1989.

A. Mandelis, A. A. Ward et K.T. Lee, "*Combined AC Photocurrent and Photothermal Reflectance Measurements in Semiconducting p n Junctions. II*", J. Appl. Phys. 66 (11), pp. 5584 - 5593, December, 1989.

A. Ricaud, "*Photopiles solaires*", Presses Polytechniques et Universitaires Romandes. Lausanne, Suisse, 1997.

C. C. Hu, "*Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*", Pearson/Prentice Hall, New Jersey, 2010.

C. R. Wronski, R. W. Collins, L. Jiao, A. Ferlauto, P. I. Rovira, R. J. Koval, Z. Lu, and X. Niu, "*Stable a-Si:H Based Multijunction Solar Cells with Guidance from Real Time Optics* ", Annual Report NREL/SR-520-28809, 2000.

D. A. Neamen, "*Semiconductor physics and devices: basic principles*", 3rd Ed, McGraw-Hill, 2003.

F. Ahmed et S. Garg, "*Simultaneous determination of diffusion length, lifetime and diffusion constant of minority carrier using a modulated beam*", ICTP internal report if/86/129, 1987.

G. K. Lewis Jr, G. K Lewis Sr et W. Olbricht, "*Cost-effective broad-band electrical impedance spectroscopy measurement circuit and signal analysis for piezo-materials and ultrasound transducers*", Meas. Sci. Technol, 18, (7pp), 2008.

H. Bayhan et A. S. Kavasoglu, "*Admittance and Impedance Spectroscopy on Cu(In,Ga)Se_2 Solar Cells*", Turk. J. Phys. 27, pp. 529-535, 2003.

H. Cotal, C. Fetzer, J. Boisvert, G. Kinsey, R. King, P. Hebert, H. Yoon et N. Karam, "*III–V multijunction solar cells for concentrating photovoltaics*", Energy Environ. Sci., 2, pp. 174–192, 2009.

H. Lu, S. Wang, W. S. Chan, "*Fabrication of Photovoltaic Laser Energy Converter by MBE"*, NASA CR-4484, 1993.

H. Mathieu, H. Fanet, " *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques ",* 6ème Ed, Dunod, 2009.

J. H. Scofield, "*Effects of Series Resistance and Inductance on Solar Cell Admittance Measurements*", *Solar Energy Materials and Solar Cells,* 37 (2), pp. 217-233 (May 1995).

J. H. Heinbockel et G. H. Walker, "*Three-Dimensional Models of Conventional and Vertical Junction Laser-Photovoltaic Energy Converters*", NASA-TM-4039 19880014727, 1988.

J. L. Balenzategui et F. Chenlo, "*Measurement and analysis of angular response of bare and encapsulated silicon solar cells*" Solar Energy Materials & Solar Cells 86 pp.53–83, 2005.

J. P. Colinge et C. A. Colinge, "*Physics of semiconductor devices*", Kluwer Academic Publishers, 2002.

L. Kazmerski, "*Best Research Cell Efficiencies*", National Center for Photovoltaique, NREL, http://www.nrel.gov/ncpv/images/efficiency_chart.jpg, 2015

M. Chegaar, Z. Ouennoughi, F. Guechi, et H. Langueur, "*Determination of Solar Cells Parameters under Illuminated Conditions*", Journal of Electron Devices, Vol. 2, pp. 17-21, 2003.

M. M. Deme, S. Mbodji, S. Ndoye, A. Thiam, A. Dieng et G. Sissoko, "*Influence of illumination incidence angle, grain size and grain boundary recombination velocity on the bifacial solar cell diffusion capacitance*", Revue des Energies Renouvelables Vol. 13, N°1, pp.109 -121, 2010.

O. Breitenstein, "*Quantitative Shunt Investigations on Solar Cells by Lock-in Thermography*", 12th Workshop on Crystalline Silicon Solar Cell Materials and Processes, Colorado, pp. 124-134, 2002.

R. A. Kumar, "*Measurement of solar Cell AC parameters using Impedance Spectroscopy***"**, Master of Science (Engg.), Faculty of Engineering, Department of Instrumentation, Indian Institute of Science, Indian, january 2000.

R. Sarfaty, A. Cherkun, R. Pozner, G. Segev, E. Zeierman, Y. Flitsanov, A. Kribus et Y. Rosenwaks, "*Vertical junction Si micro-cells for concentrating photovoltaics*", Proceedings of the 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, pp.145-147, 2011.

S. Madougou, B. Dieng, A. Diao, I. F. Barro, Nzonzolo et G. Sissoko, "*Electrical parameters for bifacial silicon solar cell study in modelling: capacitance and space charge region width determination*", Journal des Sciences pour l'ingénieur, pp.34-39, 2005.

S. Mbodji, B. Mbow, F. I. Barro et G. Sissoko, "*A 3D model for thickness and diffusion capacitance of emitter-base junction in a bifacial polycrystalline solar cell*", Global journal of pure and applied sciences, vol. 16, N°. 4, pp. 469- 477, 2011.

S. Mbodji, I. Ly, H. L. Diallo, M.M. Dione, O. Diasse et G. Sissoko, "*Modeling study of n^+/p solar cell resistances from single I-V characteristic curve considering the junction recombination velocity (Sf)*"**,** Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, 4(1): pp. 1-7, 2012.

CHAPITRE II

MODELISATION DE LA PHOTOPILE A JONCTION VERTICALE

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons une étude théorique d'une photopile au silicium polycristallin en régime dynamique fréquentiel sous éclairement monochromatique constant parallèle à la zone de charge d'espace. Cette photopile est éclairée avec un angle d'incidence par rapport à la normale à la surface. Nous allons faire une description de la photopile au silicium polycristallin et présenter les profils du coefficient de diffusion et de la longueur de diffusion en régime dynamique fréquentiel. L'influence de la fréquence, de l'angle d'incidence, de la profondeur, de la vitesse dynamique à la jonction et de la longueur d'onde sur les paramètres électriques de cette photopile sera exhibée après que la densité des porteurs minoritaires ait été étudiée. Nous présenterons une étude de la puissance, du facteur de forme et du rendement de conversion photovoltaïque en fin de chapitre.

II.1 PRESENTATION D'UNE PHOTOPILE AU SILICIUM A JONCTIONS VERTICALES PARALLELES

Pour ces types de photopiles, les bases sont connectées entre elles et les émetteurs entre eux. Chaque base est encadrée par deux jonctions de même que les émetteurs. Les rayons solaires tombent sur la cellule de façon parallèle à la jonction.

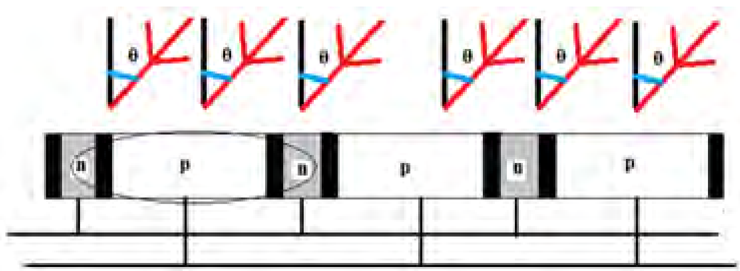


Figure II.1 : Photopile à jonctions verticales parallèles

Pour bien comprendre le fonctionnement d'une telle structure, nous allons extraire de ce réseau une cellule élémentaire ou cellule de base que nous présentons à la figure II-2.

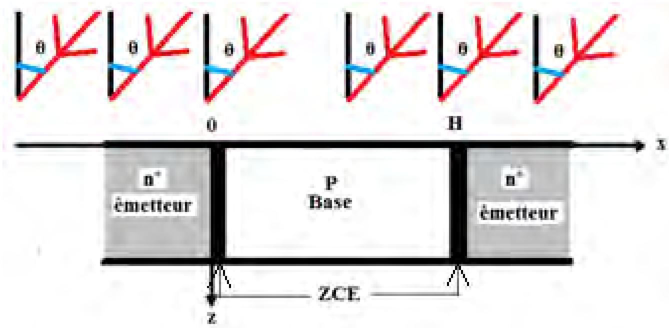


Figure II.2 : Schéma de la photopile à jonction verticale parallèle

Nous observons trois parties sur cette photopile :

L'**Emetteur :** zone de type n^+, dopée en atomes donneurs avec une concentration en atomes d'impureté allant de 10^{17} à 10^{19} atomes.cm^{-3}, de faible épaisseur (moins d'1µm).

La **Base :** zone de type p, peu dopée en atomes accepteurs avec une concentration en atomes d'impureté allant de 10^{15} à 10^{17} atomes.cm^{-3}, de grande épaisseur pouvant atteindre 400µm

La **Zone** de **Charge** d'**Espace** (**ZCE**) **:** elle se trouve entre l'émetteur et la base et il y règne un champ électrique intrinsèque **E** intense qui sépare les paires électron-trou.

Lorsque la photopile est éclairée par un flux lumineux monochromatique modulé en fréquence (excitation optique) sous un angle d'incidence donné par rapport à la normale à la surface, il y a création de paires électron-trou dans la base. La distribution des porteurs minoritaires photocréés (électrons) dans la base est régie par une équation dite équation de continuité ou équation de diffusion.

II.2 LES HYPOTHESES DE TRAVAIL

Dans notre étude, nous émettons les hypothèses suivantes :

H1 : les propriétés électriques et optiques sont identiques en tout point de la base ; les coordonnées x et z sont très grandes devant la coordonnée y ; cela implique une répartition uniforme des charges dans ce plan xz.

H2 : la vitesse dynamique à la jonction est identique en tout point de la jonction. Elle est indépendante de l'éclairement, ainsi les conditions aux limites des équations de continuité sont linéaires.

H3 : nous prenons en compte la réflexion sur le matériau silicium, les faces externes de la photopile étant recouvertes d'une couche anti-réfléchissante **(Z. Ben Mohamed et al, 1999)**.

H_4 : l'excitation se fait avec une lumière monochromatique en régime dynamique fréquentiel. Le flux de photons incident $\phi(\lambda)$ correspond à celui du spectre AM1, 5 **(S. N. Mohammad, 1987)** en référence au spectre solaire dans l'atmosphère, avec une puissance de référence de 100 $mW.cm^{-2}$. Ce cas est caractéristique de l'ensemble des applications terrestres indépendamment du lieu d'exploitation. En effet, le rayonnement solaire correspond approximativement à celui d'un corps noir à environ 6000°K. En traversant les différentes couches de l'atmosphère, certaines longueurs d'onde sont atténuées, voire absorbées par des composants de l'atmosphère tels que l'ozone (absorption des rayons UV aux alentours de 400 nm) ou les vapeurs d'eau (absorption des rayons IR entre 800 nm et 900 nm).

H_5 : l'épaisseur de la zone de charge d'espace ainsi que celle de l'émetteur sont très petites devant celle de la base ; dans cette étude, seule la contribution de la base est donc prise en compte **(E. Nanéma, 1996)**. On suppose également que la théorie de quasi-neutralité de la base **(K. Misiakos et al, 1990)** est satisfaite. Le modèle mathématique unidimensionnel à partir de la jonction émetteur-base prise comme origine est considéré.

II.3 EQUATION DE CONTINUITE

Les porteurs minoritaires de charge générés dans la base de la photopile sous l'effet de l'éclairement en lumière monochromatique sont des électrons.

En tenant compte des phénomènes de génération, de recombinaison et de diffusion dans la base de la cellule photovoltaïque, l'équation régissant la variation de la densité de ces porteurs minoritaires de charge photogénérés en régime dynamique fréquentiel peut se mettre sous la forme (II-1) **(N. Honma et al, 1987 ; A. Dieng et al, 2011)** :

$$D(\omega)\cdot\frac{\partial^2\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\partial x^2}-\frac{\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\tau}=-G(z,\theta,\lambda,t)+\frac{\partial\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\partial t} \quad \textbf{(II-1)}$$

D(ω) est le coefficient de diffusion, τ est la durée de vie des porteurs, x désigne la profondeur suivant l'horizontale, ω la pulsation, θ l'angle d'incidence de la lumière par rapport à la normale à la surface, z la profondeur suivant la verticale, Sf la vitesse dynamique à la jonction, λ la longueur d'onde et t le temps.

Pour la résolution de l'équation (II-1), le taux de génération et la densité des porteurs minoritaires se présentent respectivement sous la forme suivante **(F. Ahmed et S. Garg, 1986 ; T. Flohr et**

R. Helbig, 1989 ; L. Bousse et al, 1994 ; J. Dugas, 1994 ; J. N. Hollenhorst et G. Hasnain, 1995) :

$$\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t) = \delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\cdot \exp(-j\omega t) \quad \textbf{(II-2)}$$

$$G(z,\theta,\lambda,t) = g(z,\theta,\lambda)\cdot \exp(-j\omega t) \quad \textbf{(II-3)}$$

g(z,θ) étant le taux de génération dépendant de la profondeur suivant la verticale dans la base et de l'angle d'incidence θ ; $\delta(x)$ est la densité de porteurs minoritaires de charge photogénérés.

La partie spatiale g(z,θ) s'écrit **(J. Furlan et S. Amon, 1985 ; F. Ahmed et S. Garg, 1986 ; L. Bousse et al, 1994 ; J. N. Hollenhorst et G. Hasnain, 1995 ; M. A. Green, 2008**):

$$g(z,\theta,\lambda) = \alpha_t \cdot (1-R_t)\cdot \phi_t \cdot \exp(-\alpha_t \cdot z)\cdot \cos(\theta) \quad \textbf{(II-4)}$$

En remplaçant $\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)$ et $G(z,\theta,\lambda,t)$ par les expressions (II-2) et II-3) dans l'équation (II-1), la partie temporelle s'élimine et nous obtenons :

$$\frac{\partial\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x^2} - \frac{\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{L^2(\omega)} = -\frac{g(x,\theta,\lambda)}{D(\omega)} \quad \textbf{(II-5)}$$

$L(\omega) = \sqrt{D(\omega)\cdot\tau}$ Représente la longueur de diffusion (voir annexe mathématique) et la solution de l'équation (II-5) est de la forme :

$$\begin{aligned}\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) &= A\cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + B\sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right)\\ &\quad + \frac{L(\omega)^2}{D(\omega)}\cdot \alpha_t(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\exp(\alpha_t\cdot z)\cdot\cos(\theta)\end{aligned} \quad \textbf{(II-6)}$$

Les coefficients A(ω) et B(ω) sont déterminés à partir des conditions aux limites (II-7) et (II-8) **(H. L. Diallo et al, 2008 ; H. Ly Diallo et al, 2012)** :

- A la jonction émetteur-base (x = 0):

$$D(\omega)\cdot \left.\frac{\partial\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x}\right|_{x=0} = Sf\cdot \delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\Big|_{x=0} \quad \textbf{(II-7)}$$

- Au milieu de la base (x = H/2):

$$D(\omega)\cdot \left.\frac{\partial\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x}\right|_{x=\frac{H}{2}} = 0 \quad \textbf{(II-8)}$$

II.4 COEFFICIENT DE DIFFUSION ET LONGUEUR DE DIFFUSION

Nous présentons ici les profils du coefficient de diffusion et de la longueur de diffusion en fonction de la fréquence de modulation.

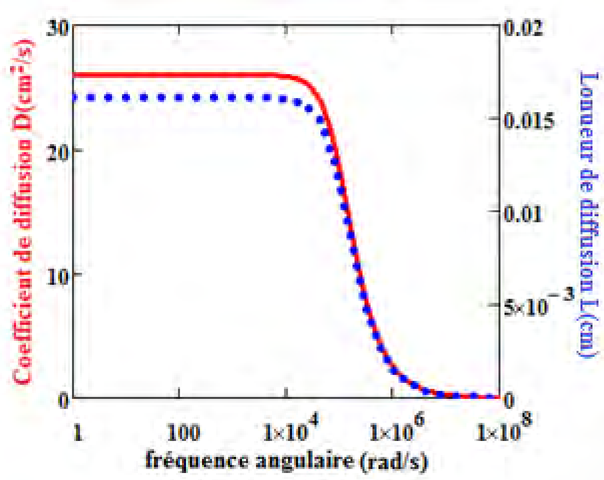


Figure II.3 : Coefficient de diffusion et longueur de diffusion en fonction de la fréquence de modulation

Jusqu'à environ 10^4rad/s le coefficient et la longueur de diffusion complexe restent pratiquement indépendants de la fréquence de modulation : c'est le régime de fonctionnement quasi-statique de la photopile. Au-delà de 10^4rad/s, le coefficient et la longueur de diffusion complexe diminuent rapidement, ce qui montre une forte dépendance par rapport à la fréquence de modulation. En effet, plus la photopile est excitée en fréquence et moins les porteurs ont le temps de relaxer ; ceci a pour conséquence directe leur difficulté à diffuser à travers le matériau. C'est cette difficulté à diffuser que nous observons à travers la diminution du coefficient de diffusion et de la longueur de diffusion.

Nous présentons maintenant les profils, à une dimension, de la densité de porteurs minoritaires de charge en excès dans la base de la photopile.

II.5 PROFILS DE LA DENSITE DE PORTEURS MINORITAIRES EN EXCES DANS LA BASE

Dans ce paragraphe, nous ferons une étude de la densité de porteurs minoritaires générés dans la base. Elle nous permettra de faire ressortir les effets de la fréquence angulaire, de l'angle d'incidence, de la profondeur suivant la verticale, de la vitesse dynamique à la jonction et de la longueur d'onde sur le profil de la densité des porteurs de charge en fonction de la profondeur x dans la base.

II.5.1 Effet de la fréquence

La figure II.4 présente l'évolution de la densité des porteurs minoritaires en excès en fonction de la profondeur x dans la base pour différentes fréquences de modulation.

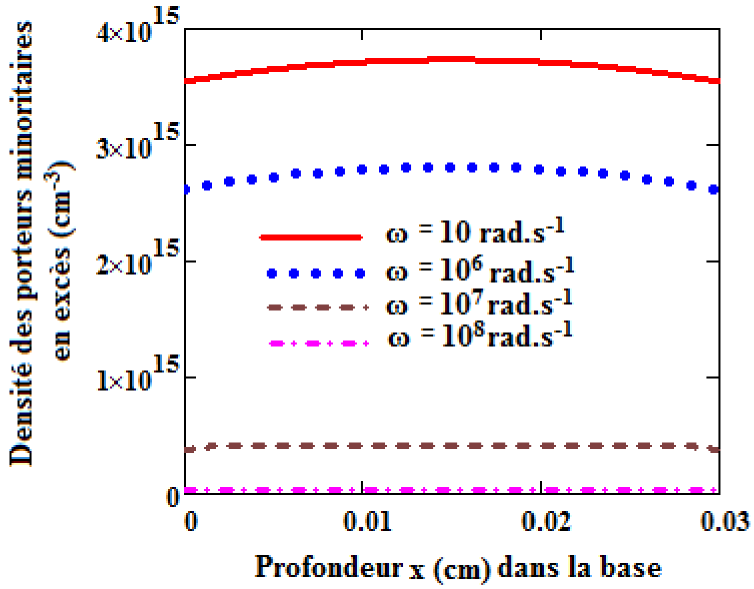


Figure II.4 : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes fréquences de modulation.

$\theta = 48.2°$, $Sf = 3.10^3 cm/s$, $H = 0.03cm$, $L_0 = 0.02cm$, $D_0 = 26cm^2/s$, $z = 0.0001cm$, $\lambda = 0.5\mu m$.

Cette figure montre que la densité de porteurs minoritaires en excès augmente jusqu'à atteindre un maximum correspondant à x = H/2 dans la base et au-delà, elle diminue avec la profondeur dans la base. Compte tenu de la présence des deux jonctions de part et d'autre de la base, les porteurs photogénérés dans la base vont diffuser vers ces deux jonctions. Cette diffusion des porteurs vers ces deux jonctions entraine une diminution de la densité des porteurs dans la base comme nous pouvons l'observer sur cette figure. Grâce à la présence des deux jonctions, le photocourant obtenu est plus important que s'il y avait une seule jonction ; ceci est indiscutablement un avantage non négligeable des photopiles à jonction verticale.

Nous notons aussi que la densité des porteurs de charge minoritaires diminue lorsque la fréquence de modulation augmente : il y a donc réduction des porteurs de charge photocréés dans la base. L'augmentation de la fréquence de modulation ralenti fortement le processus de photogénération car les porteurs n'ont pas le temps de se relaxer.

II.5.2 Effet de l'angle d'incidence de la lumière

L'effet de l'angle d'incidence sur la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base est représenté sur la figure II.5.

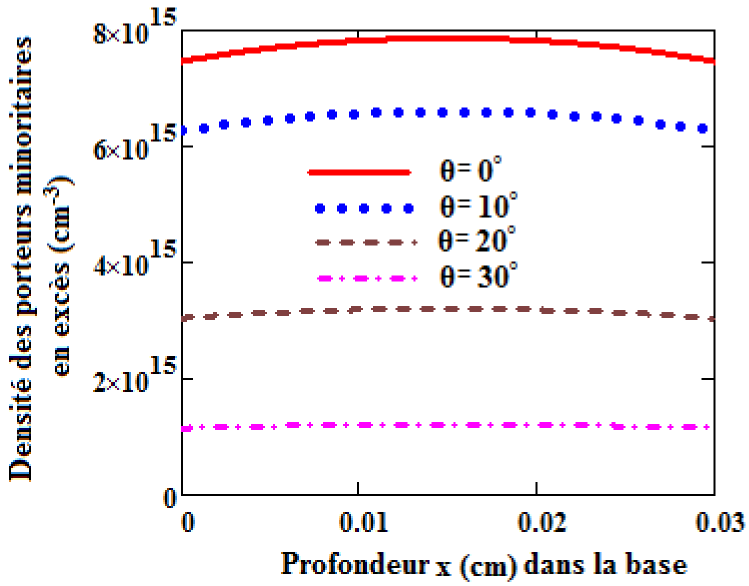


Figure II.5 : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base pour différents angles d'incidence.

$\omega = 10^5$rad/s, Sf = 3.10^3cm/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm^2/s, z = 0.0001cm, λ = 0.5µm.

Le profil de la densité de porteurs minoritaires en excès présente toujours un maximum au milieu de la base comme nous l'avons montré précédemment.

Nous notons aussi que la densité des porteurs de charge minoritaires diminue lorsque l'angle d'incidence de l'éclairement augmente : il y a donc réduction des porteurs minoritaires de charge photocréés dans la base lorsque le faisceau de la lumière incidente s'écarte de la perpendiculaire à la surface incidente. Ce qui pose le problème d'ombrage et la non uniformité de l'éclairement sur le panneau solaire.

II.5.3 Effet de la profondeur z

Le profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur x dans la base, pour différentes valeurs de la profondeur z de l'éclairement, est représenté à la figure II.6.

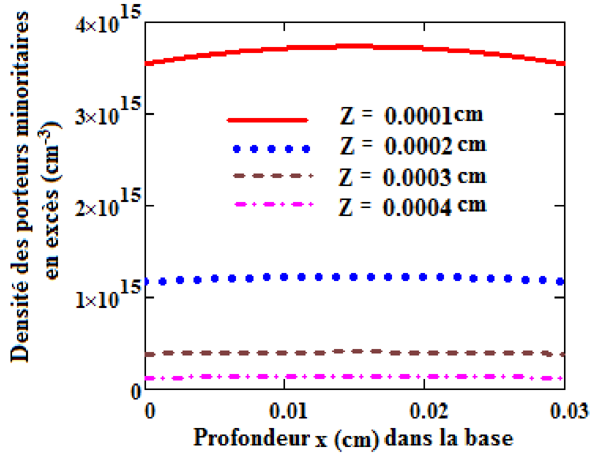


Figure II.6 : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de l'épaisseur dans la base pour différentes valeurs de la profondeur z.

$\omega = 10^5$rad/s, Sf = 3.10^3cm/s, H= 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm^2/s, θ = 48.2°, λ = 0.5µm.

La densité des porteurs minoritaires en excès dans la base présente un maximum au milieu de la base et diminue fortement avec la profondeur suivant z.

Cela est dû au fait que le taux de génération des porteurs minoritaires diminue d'une manière exponentielle avec la profondeur z dans la base puisque le coefficient d'absorption diminue avec la profondeur z. Ainsi, plus on pénètre (suivant z) dans la base, moins importante est la génération, d'où cette diminution de la densité de porteurs dans la base.

II.5.4 Effet de la vitesse dynamique à la jonction

Le profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur x dans la base est représenté à la figure II.7 pour différentes valeurs de la vitesse dynamique à la jonction Sf.

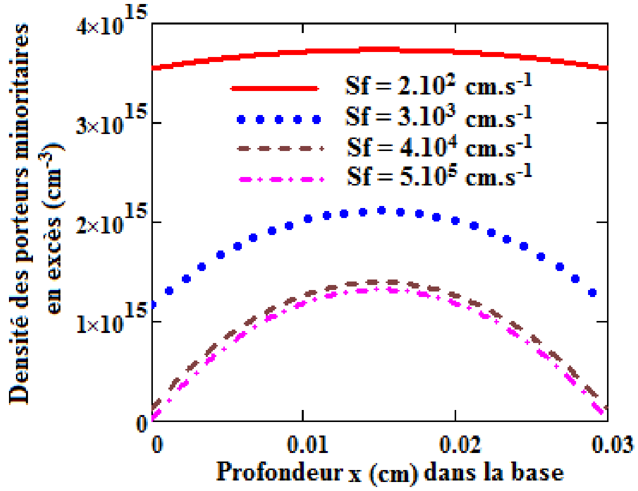
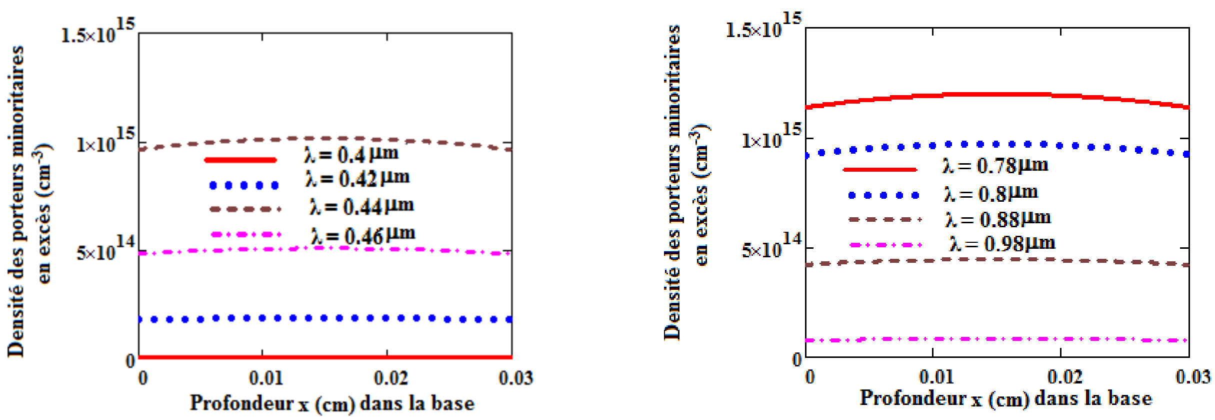


Figure II.7 : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur x dans la base pour différentes valeurs de la vitesse dynamique à la jonction.
$\omega = 10^5$rad/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm^2/s, z = 0.0001cm, θ = 48.2°, λ = 0.5µm.

Cette figure nous montre que la densité des porteurs minoritaires diminue avec la vitesse dynamique à la jonction. En effet, lorsque la vitesse dynamique à la jonction augmente, le flux de porteurs à travers la jonction augmente et plus les porteurs traversent la jonction plus la base se vide de porteurs de charges libres, ce qui fait que la densité de porteurs dans la base diminue.

II.5.5 Effet de la longueur d'onde

Le profil de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur x dans la base pour différentes longueurs d'onde est représenté à la figure II.8.



a) **b)**

Figure II.8 : Module de la densité des porteurs minoritaires en fonction de la profondeur x dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde.
$\omega=10^5$rad/s, Sf=3.10^{3}cm/s, H=0.03cm, L_0=0.02cm, D_0=26cm^2/s, z=0.0001cm, θ=48.2°.

Ici nous distinguons deux gammes de longueurs d'onde : les courtes longueurs d'onde [0,4µm – 0,7µm] où l'amplitude de la densité de porteurs augmente avec la longueur d'onde (figure II.8.a). En effet, compte tenu du coefficient d'absorption du silicium, cette gamme de longueurs d'onde génère les porteurs près de la surface et comme l'épaisseur verticale est assez faible, la grande majorité des porteurs est générée par les courtes longueurs d'onde. Pour les grandes longueurs d'onde [0,7µm – 1,1µm] (figure II.8.b), nous observons une diminution de l'amplitude de la densité de porteurs minoritaires. L'énergie de l'onde incidente diminue comme le prédit la relation de Planck, ce qui fait qu'en profondeur nous nous retrouvons avec de grandes longueurs d'onde transportant de faibles énergies n'ayant pas la capacité de photogénérer suffisamment.

II.6 DENSITE DE PHOTOCOURANT

Dans ce paragraphe, nous faisons une étude en modélisation de la densité de photocourant délivrée par la base de la photopile. Ce photocourant est dû à la diffusion des électrons à travers la base de la photopile.

A partir de la densité des porteurs générés dans la base de la photopile et de la première loi de Fick à une dimension, nous déduisons la densité de photocourant sous la forme (II-9) :

$$J_{Ph}(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = 2 \cdot q \cdot D(\omega) \cdot \left.\frac{\partial \delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x}\right|_{x=0} \qquad \textbf{(II-9)}$$

où q est la charge de l'électron

A partir de cette expression (II-9) nous allons maintenant présenter les profils de la densité de photocourant en fonction de la fréquence de modulation d'une part et de la vitesse dynamique à la jonction d'autre part.

II.6.1 Densité de photocourant en fonction de la fréquence

Nous montrons dans cette partie les profils de la densité de photocourant en fonction de la fréquence de modulation. Nous faisons ainsi ressortir les effets de l'angle d'incidence, de la profondeur et de la longueur d'onde sur la densité de photocourant.

II.6.1.1 Effet de l'angle d'incidence

L'effet de l'angle d'incidence d'un éclairement monochromatique sur la densité de photocourant est représenté sur la figure II.9.

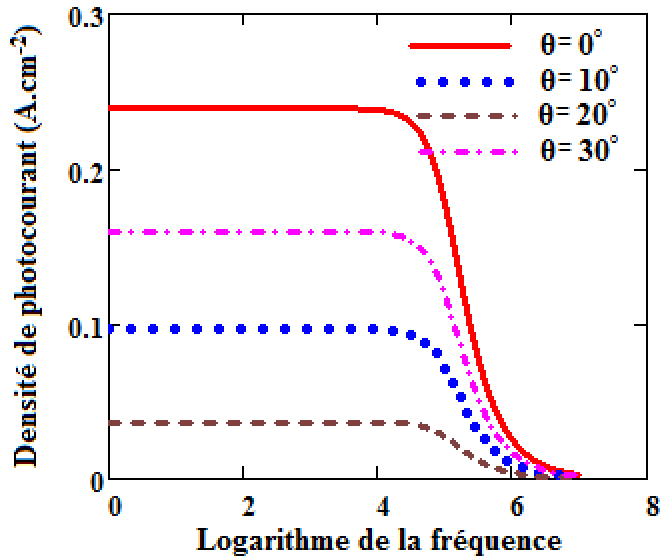


Figure II.9 : Module de la densité de Photocourant en fonction du logarithme de la fréquence angulaire pour différents angles d'incidence.

Sf = 3.10^3cm/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, z = 0.0001cm, λ = 0.5µm.

On peut observer que le photocourant ne varie pratiquement pas pour des fréquences de modulation ω inférieures à une certaine fréquence critique ω_c : c'est le régime de fonctionnement quasi-statique de la photopile. Au-delà de cette fréquence critique ω_c, la densité de photocourant diminue brusquement pour presque s'annuler pour les grandes fréquences de modulation.

Ce comportement de la densité de photocourant en filtre passe-bas peut s'expliquer par le fait que lorsque la fréquence de modulation augmente au-delà du seuil ω_c, les porteurs n'ont pas le temps de se relaxer entre deux excitations consécutives. Il s'en suit donc moins de génération de porteurs d'une part et d'autre part les porteurs photogénérés ne pourront pas diffuser librement compte tenu de cette excitation à une fréquence excessive de la photopile. C'est comme si la photopile était saturée !

On remarque aussi que si l'angle d'incidence de la lumière augmente, l'amplitude du module de la densité de photocourant diminue mais cette diminution est d'autant plus rapide que la fréquence de modulation est faible, en particulier pour $\omega < \omega_c$. Avec l'inclinaison, le niveau d'éclairement diminue (car le soleil n'est pas au zénith) et les effets d'ombrage également augmentent ce qui entraine une baisse de génération de porteurs d'où une diminution de l'amplitude du module de la densité de photocourant pour les valeurs choisies de l'angle d'incidence. En réalité, la dépendance de la densité de photocourant avec l'angle d'incidence suit une loi en cosinus comme l'ont montré certains auteurs **(Balenzetigui et al, 2005)**.

II.6.1.2 Effet de la profondeur z

Le profil de la densité de photocourant en fonction de la profondeur z est représenté sur la figure II.10.

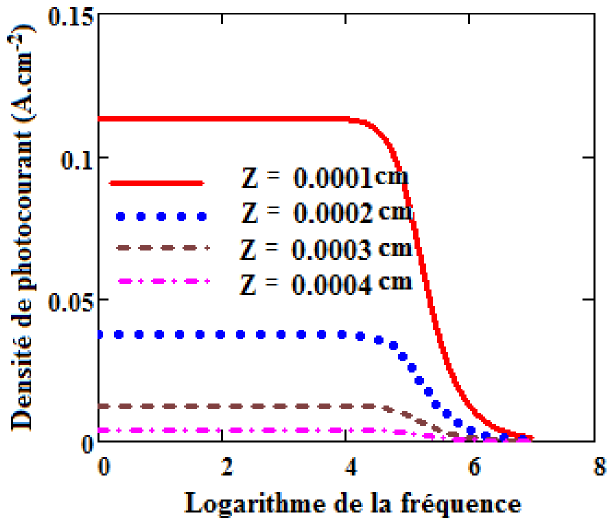
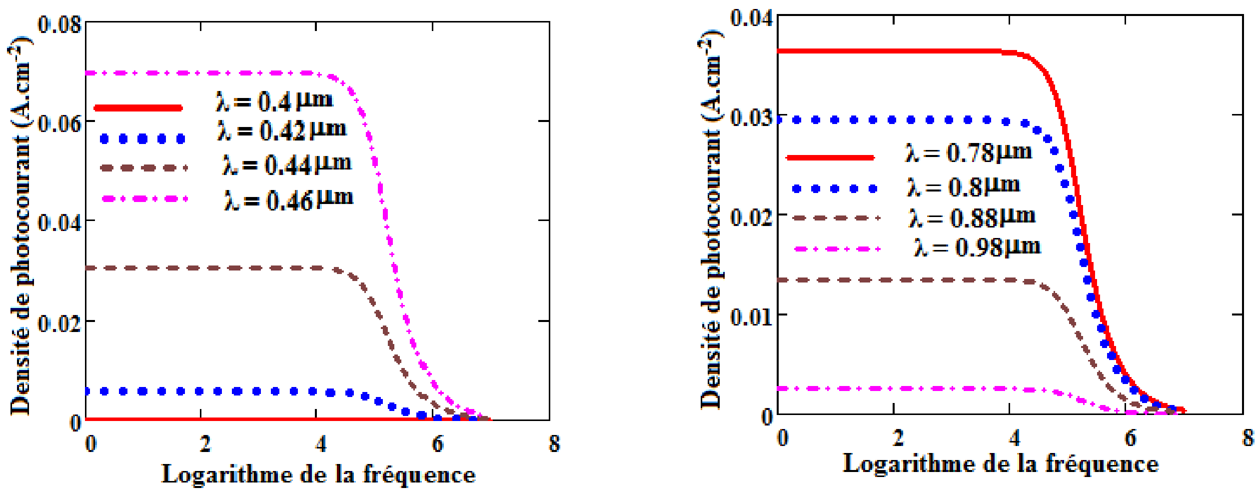


Figure II.10 : Module de la densité de Photocourant en fonction du logarithme de la fréquence pour différentes profondeurs z.
$Sf = 3.10^3 cm/s$, $H = 0.03cm$, $L_0 = 0.02cm$, $D_0 = 26cm^2/s$, $\theta = 48.2°$, $\lambda = 0.5\mu m$.

Bien que la densité de photocourant évolue comme nous l'avons décrit par rapport à la fréquence de modulation ; la figure montre aussi une diminution de la densité de photocourant avec la profondeur z. Ainsi, le minimum de porteurs générés correspond à une profondeur z plus importante, ce qui peut être expliqué par le fait qu'avec la profondeur, il y a l'atténuation de l'onde comme le prédit la loi de Beer-Lambert, donc moins de génération de porteurs car la cellule est moins excitée donnant moins de courant.

II.6.1.3 Effet de la longueur d'onde

Pour illustrer l'effet de la longueur d'onde sur la densité de photocourant, nous présentons son profil pour différentes longueurs d'onde (figure II.11).



a) b)

Figure II.11 : Module de la densité de Photocourant en fonction de la du logarithme de la fréquence pour différentes longueurs d'onde.

Sf = 3.10^{3}cm/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, z = 0.0001cm, θ = 48.2°.

Dans le domaine des courtes longueurs d'onde (a), on peut observer une augmentation de la densité de photocourant avec la longueur d'onde. Cette évolution est contraire à celle obtenue dans le domaine des grandes longueurs d'onde (b). Dans tous les deux cas, la sensibilité est d'autant plus grande que la fréquence de modulation est inférieure à ω_c.

En effet, pour de faibles longueurs d'onde [0,4µm – 0,7µm], l'amplitude augmente avec cette dernière car ces longueur d'onde transportent les grandes énergies. Ce qui n'est pas le cas pour les grandes longueurs d'ondes [0,7µm – 1,1µm] transportant les faibles énergies du rayonnement solaire. Pour cette gamme de longueurs d'onde, l'amplitude baisse alors, respectant ainsi la loi de Plank.

II.6.2 Densité de photocourant en fonction de la vitesse dynamique à la jonction

Ce paragraphe concerne l'étude de la densité de porteurs cette fois ci en fonction de la vitesse dynamique à la jonction. Nous présenterons ainsi l'influence de l'angle d'incidence, de la profondeur suivant la verticale et de la longueur d'onde.

II.6.2.1 Effet de l'angle d'incidence

La variation du photocourant en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différents angles d'incidence, est représentée à la figure II.12.

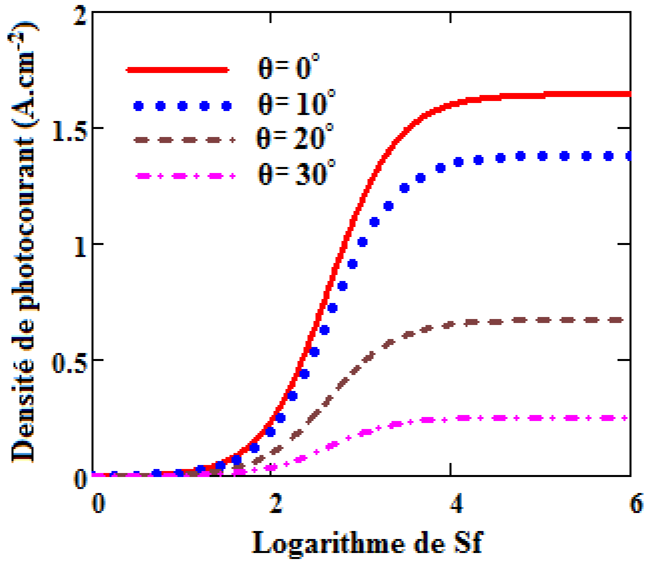


Figure II.12 : Module de la densité de Photocourant en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différents angles d'incidence.

Z = 0.0001cm, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, ω = 10^5rad/s, λ = 0.5µm

Cette figure permet d'observer une augmentation de la densité de photocourant avec la vitesse dynamique à la jonction ; la densité de photocourant atteint ainsi un maximum (palier) où elle varie très peu avec la vitesse dynamique à la jonction.

En effet, étant donné que la vitesse dynamique à la jonction traduit le flux de porteurs à travers la jonction **(H. L. Diallo et al, 2008)**, l'augmentation de la vitesse dynamique à la jonction signifie une augmentation du flux de porteurs à travers la jonction et donc une collecte plus importante de porteurs. En d'autres termes, il s'agit d'une augmentation de la densité de courant.

Le palier observé provient du fait que pour un niveau d'ensoleillement et à un instant donnés, c'est-à-dire une densité donnée de porteurs photogénérés dans la base, le flux de porteurs à travers la jonction atteint une limite pour ce laps de temps caractérisant ainsi le fonctionnement en court-circuit de la photopile.

En réalité, la vitesse dynamique à la jonction est directement reliée au point de fonctionnement de la photopile. Une faible résistance de charge impose la circulation d'un grand courant, il en résulte donc une grande vitesse dynamique à la jonction : on est en situation de court-circuit. Lorsque la résistance de charge est grande, très peu de courant circule à travers la charge donc le flux de porteurs à travers la jonction devient faible, c'est-à-dire que la vitesse dynamique à la jonction devient faible elle aussi : la photopile est en circuit ouvert.

La vitesse dynamique à la jonction est donc l'équivalent phénoménologique de la charge extérieure qui, elle, est macroscopique ; ces deux paramètres décrivent ainsi le même phénomène : le point de fonctionnement de la photopile comme nous avons pu le voir.

On peut remarquer aussi que si l'angle d'incidence de la lumière augmente, la densité de photocourant diminue mais en gardant toujours la même allure. Cette diminution est d'autant plus forte que la vitesse dynamique est grande.

II.6.2.2 Effet de la profondeur z

La variation du photocourant en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes profondeurs z, est représentée à la figure II.13 :

.

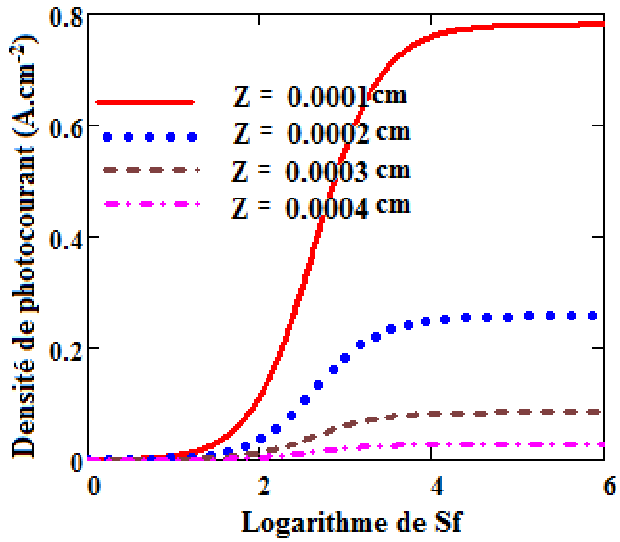


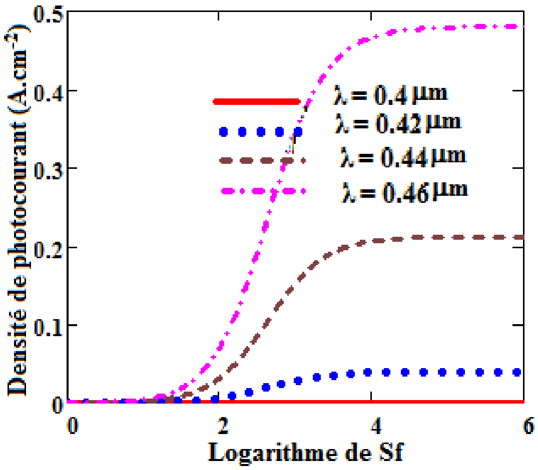
Figure II.13 : Module de la densité de Photocourant en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes profondeurs z.

$H = 0.03cm$, $L_0 = 0.02cm$, $D_0 = 26cm^2/s$, $\theta = 48.2°$, $\omega = 10^5 rad/s$, $\lambda = 0.5\mu m$

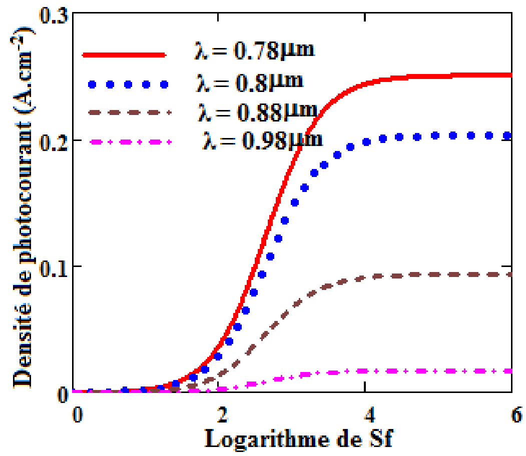
Cette figure montre que la densité de photocourant augmente avec la vitesse dynamique à la jonction comme nous l'avions signalé précédemment et on peut observer de plus une diminution du photocourant avec la profondeur suivant z comme en témoigne la figure II.13.

II.6.2.3 Effet de la longueur d'onde

La variation du photocourant en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes longueurs d'onde, est représentée à la figure II.14 :



a)



b)

Figure II.14 : Module de la densité de Photocourant en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes longueurs d'onde.

$\omega = 10^5$rad/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, Z = 0.0001cm, θ = 48.2°.

Comme nous l'avions signalé (figure II.11), le comportement de la densité de photocourant dépend fortement de la longueur d'onde. En effet, le photocourant augmente avec la longueur d'onde pour ce qui concerne les courtes longueurs d'onde et diminue avec la longueur d'onde dans la gamme des grandes longueurs d'onde. Le photocourant semble plus sensible à la longueur d'onde dans la gamme des courtes longueurs d'onde.

II.7 COURANT DE DIODE

Le courant de diode est un courant de fuite, il s'établit lorsque les porteurs de charge sont perdus dans la photopile. Cette fuite de porteurs provient essentiellement des défauts (centres pièges) au sein de la jonction, des liaisons pendantes et court-circuit aux bords de la jonction **(O. Breitenstein et al, 2004)**. Ainsi, pour une photopile éclairée, ce courant caractérise la qualité de la jonction et dépend de la tension, du coefficient d'absorption et de la vitesse dynamique intrinsèque Sf_0. Il est donné par l'expression (II-10) **(C. Museruka, 1995)** :

$$Id(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = q \cdot Sf_0 \cdot \delta(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) \qquad \textbf{(II-10)}$$

où la densité de porteurs minoritaires de charges est donnée par :

$$\delta(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = A\cosh\left(\frac{0}{L(\omega)}\right) + B\sinh\left(\frac{0}{L(\omega)}\right) + \frac{L(\omega)^2}{D(\omega)} \cdot \alpha_t(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\exp(\alpha_t\cdot z)\cdot\cos(\theta) \qquad \textbf{(II-11)}$$

La connaissance du photocourant et du courant de diode permet d'évaluer l'intensité I du courant à la sortie de la cellule.

Ainsi l'intensité du courant recueilli à la sortie de la photopile est donnée par la relation :

$$I(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = I_{ph}(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) - Id(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) \quad \textbf{(II-12)}$$

Nous présentons sur la figure II.15 la variation du courant de diode en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes fréquences de modulation.

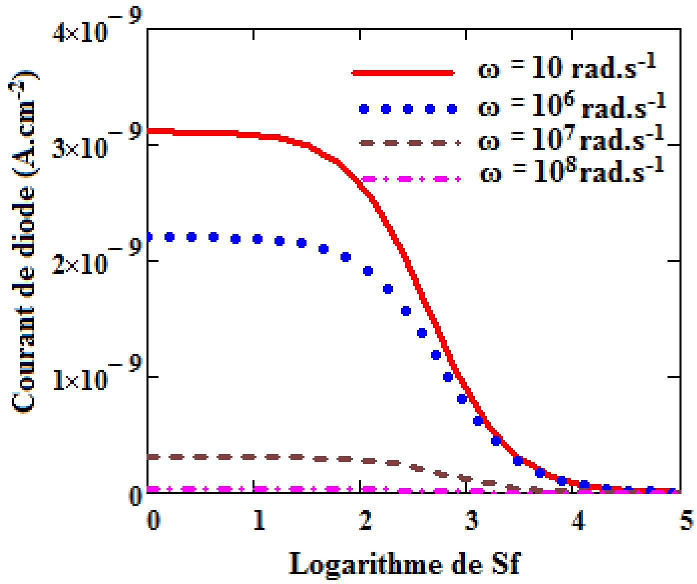


Figure II.15 : Variation du module du courant de diode en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes fréquences de modulation.

H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, θ = 48.2°, z = 0.0001cm, λ = 0.5µm.

Le courant de diode diminue au fur et à mesure que la vitesse dynamique à la jonction augmente. En effet, si la vitesse dynamique à la jonction augmente, le flux de porteurs à travers la jonction augmente donc de moins en moins de porteurs restent dans la photopile ce qui laisse peu de porteurs et donc moins de recombinaison. Moins de recombinaisons signifient donc un faible courant de fuite.

II.8 PHOTOTENSION

Par définition, le potentiel électrique, est l'une des grandeurs définissant l'état électrique d'un point de l'espace. Il correspond à l'énergie potentielle électrostatique que posséderait une charge électrique unitaire située en ce point, autrement dit, l'énergie potentielle d'une particule chargée en ce point divisée par la charge de la particule.

Dans ce paragraphe, nous étudions la tension aux bornes de la photopile ; l'application de l'équation de Boltzmann pour les faibles niveaux d'injection dans la base nous permet de relier la densité des porteurs à la tension par l'expression (II-13) **(D. L. Pulfrey, 2010)** :

$$V_{ph}(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=V_T\cdot\ln\left[1+\frac{n_0^2}{Nb}\cdot\delta(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\right] \quad \textbf{(II-13)}$$

avec

$$V_T=\frac{k\cdot T}{q} \quad \textbf{(II-14)}$$

Nb est le taux de dopage en atomes accepteurs dans la base, n_0 la concentration intrinsèque à l'équilibre thermique, k la constante de Boltzmann et T la température absolue. A partir de cette expression nous allons montrer l'influence de la fréquence, de l'angle d'incidence, de la profondeur z et de la longueur d'onde de l'éclairement sur la phototension aux bornes de la photopile.

II.7.1 Effet de la fréquence

Le profil de la phototension en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes fréquences de modulation est donné sur la figure II.16.

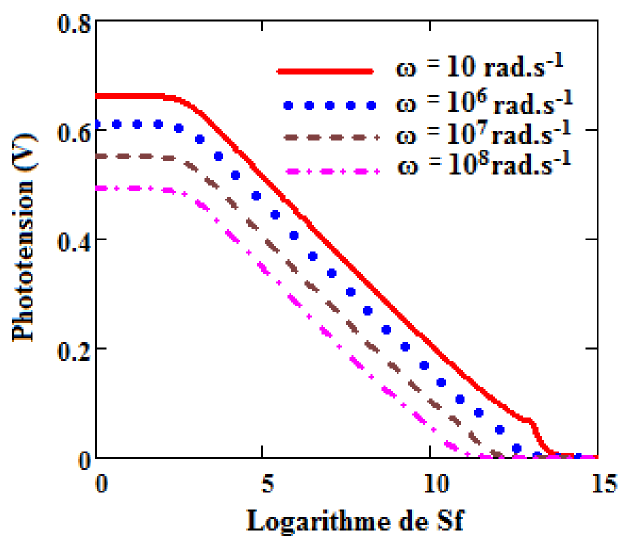


Figure II.16 : Module de la phototension en fonction du logarithme de la vitesse dynamique à la jonction Sf pour différentes valeurs de la fréquence.

H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, z = 0.0001cm, λ = 0.5µm, θ = 48.2°.

La phototension, pour les faibles valeurs de la vitesse dynamique à la jonction, est maximale et correspond à la phototension de circuit-ouvert, mais lorsque la vitesse dynamique à la jonction croît, la phototension diminue progressivement pour tendre vers zéro. La vitesse dynamique à la jonction caractérise le flux des porteurs de charge à travers la jonction ; la base de la photopile va donc se vider des porteurs pour les grandes valeurs de la vitesse dynamique. On observe ainsi une baisse significative de la phototension en situation de court-circuit.

On peut observer aussi que la phototension diminue significativement avec la fréquence de modulation ; en d'autres termes, les hautes fréquences ne favorisent pas le processus de génération de porteurs.

II.8.2 Effet de l'angle d'incidence

Nous présentons le profil de la phototension en fonction de la vitesse dynamique à la jonction à la jonction pour différents angles d'incidence (figure II.17).

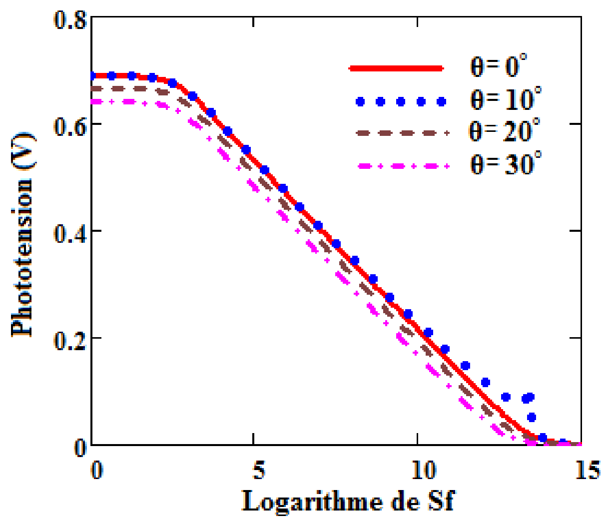


Figure II.17 : Module de la phototension en fonction de la vitesse dynamique pour différents angles d'incidence de la lumière.

$\omega = 10^5$rad/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, z = 0 .0001cm, λ = 0.5µm.

La phototension diminue globalement avec l'angle d'incidence, mais cette diminution n'est pas très importante comme celle du photocourant avec l'angle d'incidence. Avec l'inclinaison, la puissance incidente va changer et avec elle la densité de porteurs ; mais comme la dépendance de la phototension à la densité de porteurs est plutôt logarithmique, l'influence de l'angle d'incidence est moins perceptible sur la phototension que sur la densité de photocourant.

II.8.3 Effet de la profondeur suivant la verticale

Nous allons maintenant tracer le profil de la phototension en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes profondeurs suivant z (figure II.18).

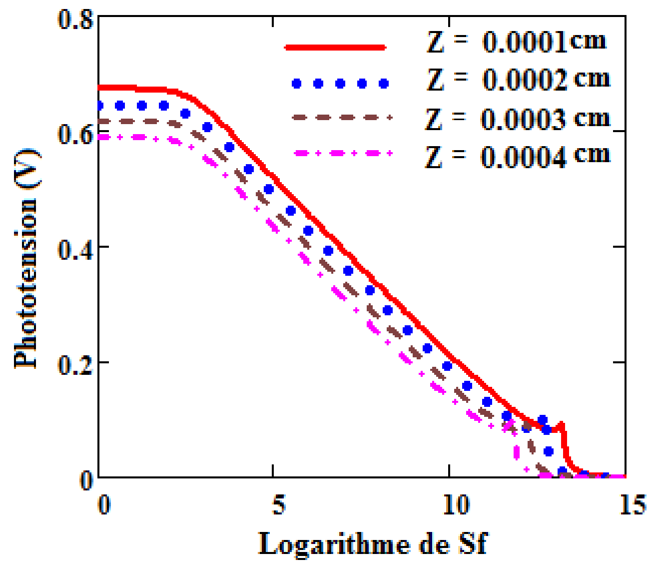


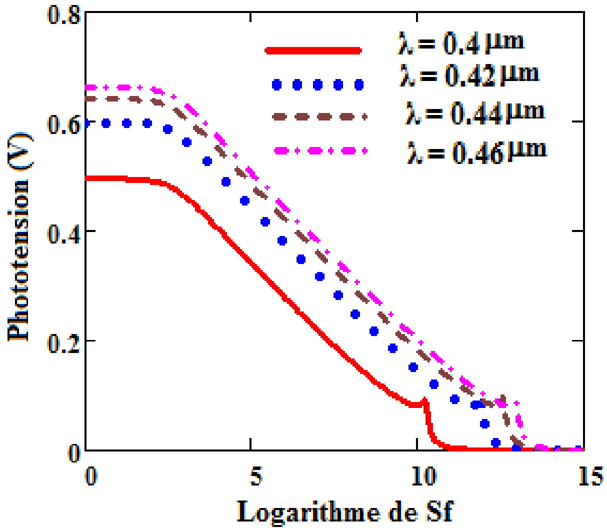
Figure II.18 : Module de la Phototension en fonction du logarithme de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes profondeurs suivant la verticale.

$\omega = 10^5$rad/s, $\theta = 48.2°$, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, λ = 0.5µm.

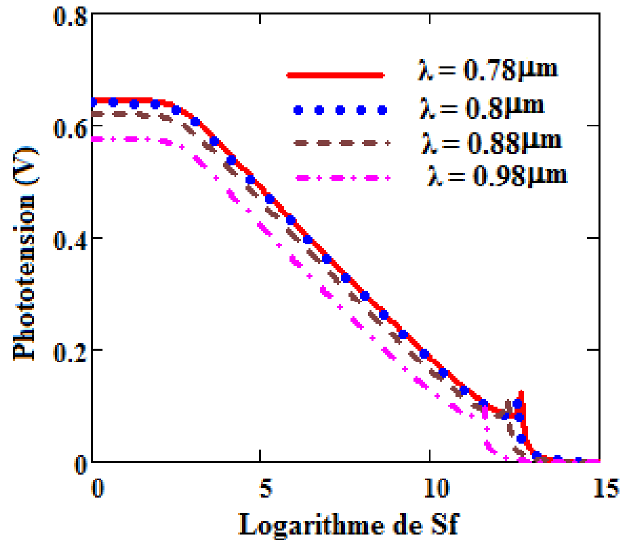
La phototension diminue toujours avec la vitesse dynamique à la jonction comme nous l'avions montré précédemment. On peut observer aussi une diminution de la phototension avec la profondeur suivant z. En effet, nous avions expliqué tantôt que plus nous pénétrons dans la photopile et moins il y a de génération de porteurs ; ainsi, puisque la densité de porteurs diminue avec la profondeur z, la phototension elle aussi va diminuer avec la profondeur suivant z.

II.8.4 Effet de la longueur d'onde

La figure II.19 présente le profil de la phototension en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes longueurs d'onde.



a)



b)

Figure II.19 : Module de la Phototension en de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes longueurs d'onde.

H = 0.03cm, z = 0.0001cm, θ = 48.2°, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, ω =10^5rad/s.

Le module de la phototension augmente avec la longueur d'onde (courtes longueurs d'onde) jusqu'à une certaine valeur (λ = 0,5μm) où nous constatons une inversion, c'est-à-dire que la phototension diminue quand la longueur d'onde augmente (grandes longueurs d'onde). Transportant les grandes énergies, les courtes longueurs d'onde favorisent une bonne génération alors qu'avec les faibles énergies transportées par les grandes longueurs d'onde, la génération tend à diminuer surtout si l'épaisseur de la photopile suivant z n'est pas très importante.

II.9 PUISSANCE ELECTRIQUE DE LA PHOTOPILE

A partir de la densité de photocourant et de la phototension nous pouvons accéder à la puissance électrique que peut fournir la photopile.

La puissance traduit la faculté de la photopile à fournir de l'énergie électrique à un circuit extérieur dans des conditions normales de fonctionnement ; elle dépend non seulement des paramètres intrinsèques de la photopile, mais de plusieurs paramètres extrinsèques dont essentiellement la température de fonctionnement, les conditions d'ensoleillement et la charge connectée aux bornes de la photopile **(F. Dinçer et M. E. Meral, 2010 ; S. A. Sulaiman et al, 2011 ; H. Hashim et G. Min, 2012)**.

Ce paragraphe est consacré à l'étude de la puissance électrique produite par la photopile à jonction verticale parallèle. Nous étudierons l'influence de la fréquence angulaire, de l'angle d'incidence, de la profondeur z et de la longueur d'onde sur la puissance de la photopile.

Cette puissance électrique est donnée par (III.15) **(B. Ecquer, 1993 ; A. Ricaud, 1997)** :

$$P(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = V_{ph}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\cdot\left[I_{ph}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) - Id(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\right] \qquad \textbf{(III.15)}$$

I_{ph} et Vph sont respectivement le photocourant et la phototension étudiés précédemment.
Nous représentons sur la figure II.20, l'évolution de la puissance délivrée par la photopile en fonction de la vitesse dynamique à la jonction Sf.

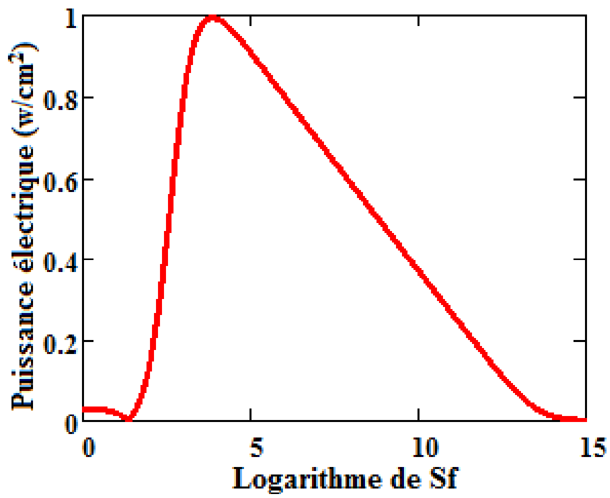


Figure III.20 : Module de la puissance en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes fréquences.
H = 0.03cm, L0 = 0.02cm, D0 = 26cm²/s, θ = 48.2°, λ = 0.5µm, z = 0.0001cm.

Pour de faibles vitesses dynamiques à la jonction c'est à dire lorsqu'on est au voisinage du circuit-ouvert, le courant est faible ; ceci entraîne une faible puissance de la photopile. Mais au fur et à mesure que la vitesse dynamique à la jonction croit, le courant augmente lentement, entraînant une augmentation de la puissance jusqu'à atteindre une valeur maximale. Lorsqu'on tend vers un fonctionnement de la photopile en situation de court-circuit, la phototension tend à s'annuler ; cela provoque simultanément une diminution de la puissance**.**
Cette figure nous montre ainsi l'existence d'un point de fonctionnement optimal pour lequel la puissance transférable à la charge est maximale ; ce point de fonctionnement optimal correspond à une charge optimale connectée aux bornes de la photopile. Si la charge réelle n'est pas voisine de cette charge optimale, il faut insérer entre le module et la charge un dispositif électronique d'adaptation d'impédance tel un convertisseur DC-DC ou DC-AC **(V. Boitier et al, 2008)**.
Pour chacun des paramètres que nous avons considérés, à savoir la longueur d'onde, la fréquence de modulation, la profondeur suivant z et l'angle d'incidence, nous avons déterminé la valeur de cette puissance optimale.

Nous présentons ainsi sur les figures II.21.a, b, c, et d, les variations de la puissance maximale en fonction des paramètres suscités.

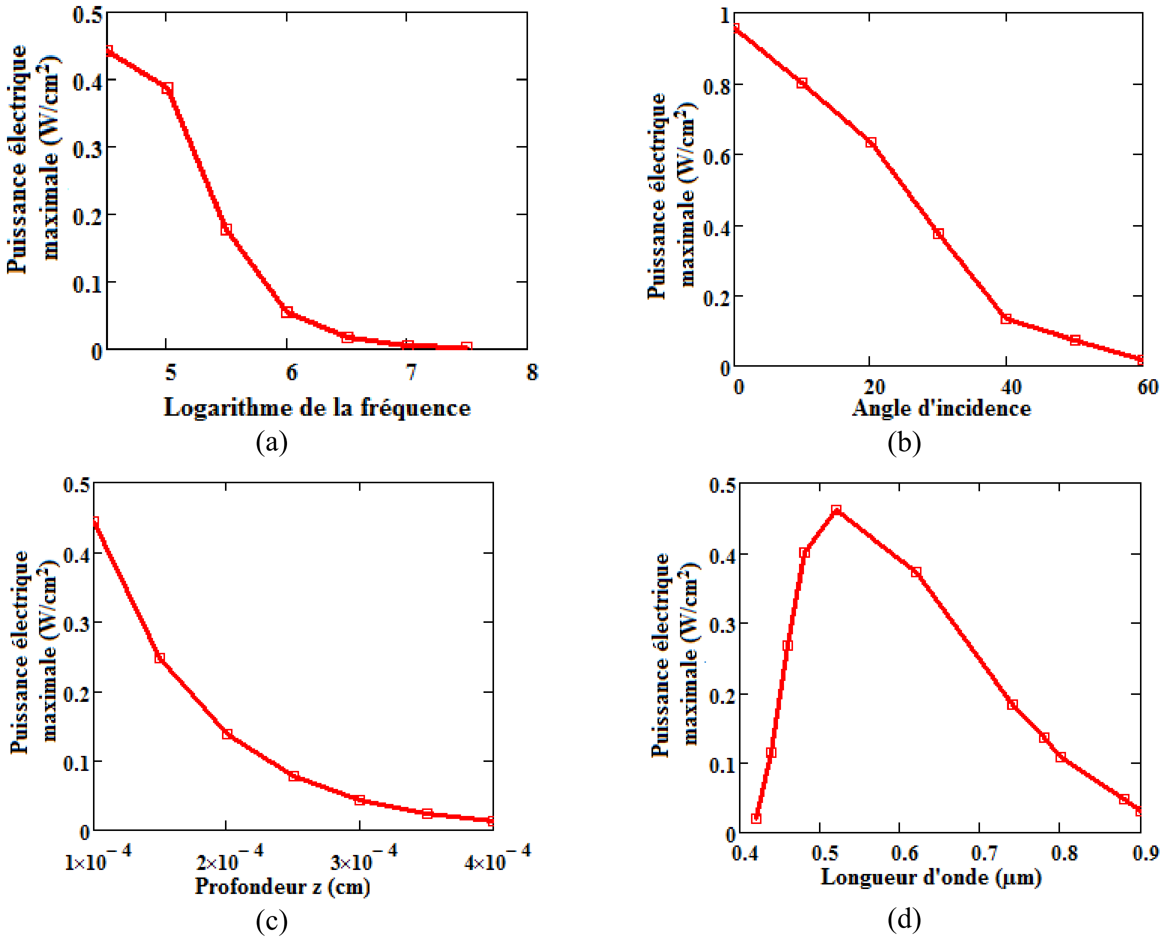


Figure II.21 : Variations de la puissance maximale de la photopile en fonction de : (a) fréquence de modulation ;(b) angle d'incidence ; (c) profondeur suivant z ; (d) longueur d'onde

Ces figures nous montrent que la puissance optimale diminue avec l'augmentation de pratiquement tous les paramètres considérés. Cette décroissance est assez rapide avec la fréquence de modulation (figure II.21.a) et avec la profondeur suivant z dans la base (figure II.21.c) ; cependant, sur la figure II.21.d, la puissance maximale croit avec la longueur d'onde pour la gamme des faibles longueurs d'onde (jusqu'à 0,5µm) puis décroit rapidement.

En effet, lorsque la fréquence de modulation augmente, les phénomènes de diffusion et de génération sont fortement réduits, entrainant du coup une diminution plus ou moins forte de porteurs générés et collectés et donc une diminution de la puissance optimale.

Avec la profondeur z dans la base, on note une absorption plus forte près de la surface et donc moins de génération en profondeur et donc encore diminution de la puissance optimale disponible.

Pour la longueur d'onde, le phénomène d'absorption réapparait puisque le coefficient d'absorption du matériau diminue avec la profondeur de pénétration ; en effet, les courtes longueurs d'onde seront mieux absorbées compte tenu de leur énergie tandis que les grandes longueurs d'onde le seront moins. Ainsi, la puissance optimale va augmenter avec les faibles longueurs d'onde et diminuer avec les grandes longueurs d'onde.

Dans le cas de l'angle d'incidence (figure II.21.b), la puissance maximale diminue toujours mais la diminution observée reste faible devant les trois autres cas.

II.10 FACTEUR DE FORME ET RENDEMENT DE CONVERSION PHOTOVOLTAÏQUE

Le facteur de forme FF est le rapport de la puissance maximale fournie par la photopile Pmax au produit du courant de court-circuit Jcc par la tension en circuit ouvert Vco (c'est-à-dire la puissance maximale d'une cellule idéale). Ce facteur appelé communément facteur de remplissage (Fill Factor) indique combien la photopile se rapproche d'une photopile idéale.

Son expression est donnée par la relation III.12 **(S. R. Wenham et al, 2007) :**

$$FF(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = \frac{P\max(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{Vco(\omega,\theta,z,\lambda)\cdot Jcc(\omega,\theta,z,\lambda)} \qquad \textbf{(III.16)}$$

Vco représente la phototension de circuit-ouvert et Jcc représente la densité de courant de court-circuit. Quant au rendement de conversion photovoltaïque, il est donné par les relations III.17 ou III.18 **(S. R. Wenham et al, 2007) :**

$$\eta(\omega,\theta,z,\lambda) = \frac{P\max(\omega,\theta,z,\lambda)}{P_{inc}} \qquad \textbf{(III.17)}$$

$$\eta(\omega,\theta,z,\lambda) = FF(\omega,\theta,z,\lambda)\cdot\frac{Vco(\omega,\theta,z,\lambda)\cdot Jcc(\omega,\theta,z,\lambda)}{P_{inc}} \qquad \textbf{(III.18)}$$

Le rendement de conversion photovoltaïque indique la fraction de la puissance incidente qui est convertie en énergie électrique utilisable ; il permet de connaitre l'efficacité de la photopile dans le processus de conversion de l'énergie lumineuse (photonique) en énergie électrique.

Nous présentons sur les figures II.22.a, b, c et d, l'évolution du facteur de forme et du rendement de conversion en fonction de la fréquence de modulation, de l'angle d'incidence, de la profondeur suivant z et de la longueur d'onde de l'éclairement.

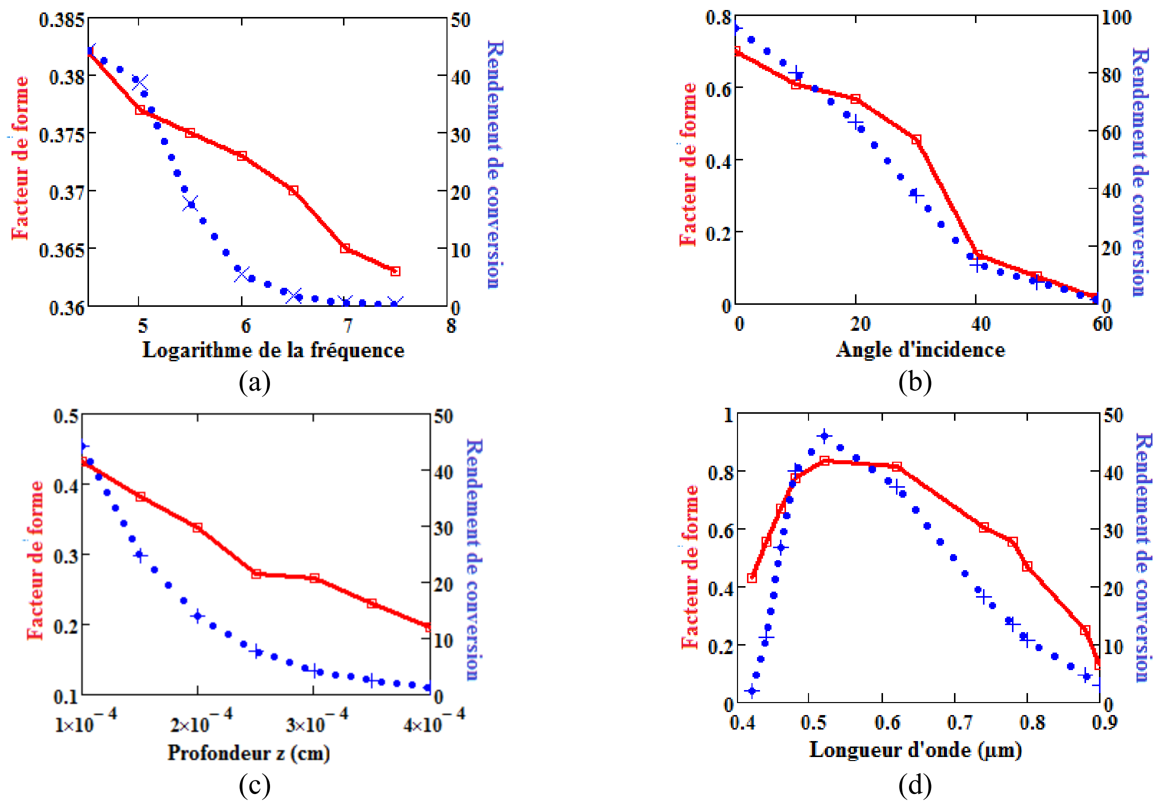


Figure II.22 : Evolution du facteur de forme et du rendement de conversion en fonction de la fréquence de modulation (a), de l'angle d'incidence (b), de la profondeur suivant z (c) et de la longueur d'onde de l'éclairement (d).

Sur les figures II.22.a, b et c, nous pouvons observer une diminution à la fois du facteur de forme et du rendement de conversion photovoltaïque. Le facteur de forme et le rendement de conversion présentent les mêmes profils suivant l'angle d'incidence (figure II.22.b) ; mais suivant la fréquence de modulation et la profondeur z dans la base, le facteur de forme décroit bien plus rapidement (figure II.22.a) et (figure II.22.c). La dépendance suivant la longueur d'onde est marquée par la gamme de longueurs d'onde considérée, comme nous l'avions expliqué tantôt : augmentation du facteur de forme et du rendement de conversion photovoltaï

que avec la longueur d'onde dans le cas des courtes longueurs d'onde et effet contraire avec les grandes longueurs d'onde.

CONCLUSION

Nous avons présenté une étude théorique de la photopile au silicium à jonction verticale sous éclairement monochromatique en régime dynamique fréquentiel en tenant compte de l'angle d'incidence.

L'étude du profil de la densité des porteurs dans la base de la photopile a fait apparaître trois parties ; deux versants séparés par un sommet. Nous nous sommes rendu compte que la fréquence angulaire, l'angle d'incidence, la vitesse dynamique et la profondeur suivant z ont pour effet de diminuer la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base. La longueur d'onde présente deux gammes ; la gamme des courtes longueurs d'ondes où la densité augmente et la gamme des grandes longueurs d'onde où elle diminue.

La densité de photocourant est maximale dans le domaine des faibles fréquences et minimale voire nulle pour les hautes fréquences contrairement à la vitesse dynamique à la jonction Sf ; cette densité est minimale pour les faibles valeurs de Sf (circuit ouvert) et maximale pour les grandes valeurs de Sf (court-circuit). Cependant, la densité de photocourant diminue avec l'angle d'incidence et la profondeur suivant z. Dans la gamme des courtes longueurs d'onde cette densité augmente alors qu'elle diminue pour les grandes longueurs d'onde.

La phototension est maximale pour les faibles vitesses dynamique à la jonction et minimale pour les grandes valeurs de Sf. Cette phototension diminue avec la fréquence angulaire, l'angle d'incidence et la profondeur suivant z contrairement à ce que l'on observe avec la longueur d'onde : une augmentation de la phototension pour les faibles longueurs d'onde et une diminution de cette phototension pour les grandes longueurs d'onde.

L'interaction de ces différentes grandeurs conduit à un rendement de conversion photovoltaïque qui diminue globalement avec la fréquence de modulation, l'angle d'incidence et la profondeur z ; selon la gamme de longueurs d'onde considérée, le rendement augmente ou diminue.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A. Dieng, I. Zerbo, M. Wade, A. S. Maiga et G. Sissoko, "*Three-dimensional study of a polycrystalline silicon solar cell: the influence of the applied magnetic field on the electrical parameters*", *Semicond. Sci. Technol. 26 095023 (9pp),* 2011.

A. Mandelis, "*Coupled ac photocurrent and photothermal reflectance response theory of semiconductor p-n junctions. I***"**, J. App.Phys.66 (11), pp.5572-5583, December 1989.

A. Mandelis, A. A. Ward et K.T. Lee, "*Combined AC Photocurrent and Photothermal Reflectance Measurements in Semiconducting p n Junctions. II*", J. Appl. Phys. **66** (11), 5584 - 5593, December, 1989.

A. Ricaud, "*Photopiles solaires*", Presses Polytechniques et Universitaires romandes. Lausanne, Suisse, 1997.

B. Ecquer, "*Physique des convertisseurs photovoltaïque Energie Solaire Photovoltaïque* ". Ecole d'été de l'UNESCO, Paris, 1993.

C. C. Hu, "*Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*", Pearson/Prentice Hall, New Jersey, 2010.

C. Museruka, "*Light spectral effect on recombination parameters of silicon solar cell*", Proceeding of the World Renewable Energy Congress, Part III, pp. 1487-1490, 1996.

D. A. Neamen, "*Semiconductor physics and devices: basic principles*", 3rd Ed, McGraw-Hill, 2003.

D. L. Pulfrey, "*Understanding Modern Transistors and Diodes*", Cambridge University Press, 2010.

F. Ahmed et S. Garg, "*Simultaneous determination of diffusion length, lifetime and diffusion constant of minority carrier using a modulated beam*", ICTP INTERNAL REPORT IF/86/129, 1987.

E. Nanéma, "*Modélisation d'une photopile bifaciale au silicium* **:** *méthodes de détermination des paramètres de recombinaison***",** Thèse de 3ème Cycle, UCAD, Dakar, Sénégal, 1996.

F. Dinçer et M. E. Meral, "*Critical Factors that Affecting Efficiency of Solar Cells*", *Smart Grid and Renewable Energy*, 1, pp.47-50, 2010.

G. K. Lewis Jr, G. K Lewis Sr et W. Olbricht, "*Cost-effective broad-band electrical impedance spectroscopy measurement circuit and signal analysis for piezo-materials and ultrasound transducers***",** Meas. Sci. Technol. **18,** (7pp), 2008.

H. Bayhan et A. S. Kavasoglu, "*Admittance and Impedance Spectroscopy on* $Cu(In,Ga)Se_2$ *Solar Cells***",** Turk. J. Phys. 27, pp. 529-535, 2003.

H. Hashim et G. Min, "*Investigate the maximum power output from solar cells for integration with thermoelectric generator in a hybrid solar energy system*", Proceedings of the International Conference on Solar energy for MENA region (INCOSOL), pp.18.1-18.8, Amman 2012.

H. Ly Diallo, B. Dieng, I. Ly, M. M. Dione, M. Ndiaye, O. H. Lemrabott, Z. N. Bako, A. Wereme et G. Sissoko, "*Determination of the Recombination and Electrical Parameters of a Vertical Multijunction Silicon Solar Cell"*, Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol., 4(16), pp. 2626-2631, 2012.

H. L. Diallo, A. S. Maiga, A. Wereme et G. Sissoko, "*New approach of both junction and back surface recombination velocities in a 3D modelling study of a polycrystalline silicon solar cell*", Eur. Phys. J. Appl. Phys. 42, pp. 203–211**,** 2008.

H. Mathieu et H. Fanet, " *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques ",* 6ème Ed, Dunod, 2009.

J. Dugas, "*3D modelling of a reverse cell made with improved multicrystalline silicon wafers*", Sol Energ Mat & Sol cells, Vol. 32, pp. 71-88, 1994.

J. Furlan and S. Amon, "*Approximation of the carrier generation rate in illuminated silicon*", Solid State Electronics, Vol. 28 (12), pp 1241 – 1243, 1985.

J. H. Heinbockel et G. H. Walker, "*Three-Dimensional Models of Conventional and Vertical Junction Laser-Photovoltaic Energy Converters*", NASA-TM-4039 19880014727, 1988.

J. L. Balenzategui et F. Chenlo, "*Measurement and analysis of angular response of bare and encapsulated silicon solar cells*", Solar Energy Materials & Solar Cells 86 pp.53–83, 2005.

J. N. Hollenhorst, and G. Hasnain, "*Frequency dependent hole diffusion in InGaAs double heterostructures*", Appl. Phys. Lett. Vol.67 (15), pp 2203 – 2205, 1995.

J. P. Colinge et C. A. Colinge, "*Physics of semiconductor devices*", Kluwer Academic Publishers, 2002.

K. Misiakos, **C.H. Wang, A. Neugroschel, and F.A. Lindholm, "***Simultaneous Extraction of minority-carrier parameters in crystalline semiconductors by lateral photocurrent***",** J. Appl. Phys. 67 (1), pp 321 – 333, 1990.

L. Bousse, L., S. Mostarshed, D. Hafeman, M. Sartore, M. Adami et C. Nicolini, "*Investigation of carrier transport through silicon wafers by photocurrent measurements*", J. Appl. Phys. Vol.75 (8): 4000 – 4008, 1994.

M. A. Green, "*Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficient"*, Solar Energy Materials and Solar Cells, Volume 92, Issue 11, pp. 1305–1310, November 2008.

M. Chegaar, Z. Ouennoughi, F. Guechi et H. Langueur, "*Determination of Solar Cells Parameters under Illuminated Conditions***",** Journal of Electron Devices, Vol. 2, pp. 17-21, 2003.

M. M. Deme, S. Mbodji, S. Ndoye, A. Thiam, A. Dieng et G. Sissoko, "*Influence of illumination incidence angle, grain size and grain boundary recombination velocity on the bifacial solar cell diffusion capacitance" ,* Revue des Energies Renouvelables Vol. 13, N°1, pp.109 -121, 2010.

N. Honma et C. Munakata, "*Sample thickness dependence of minority carrier lifetimes measured using an ac photovoltaic method*", Japan. J. Appl. Phys. 26, pp. 2033–2036, 1987.

O. Breitenstein, "*Quantitative Shunt Investigations on Solar Cells by Lock-in Thermography*", 12th Workshop on Crystalline Silicon Solar Cell Materials and Processes, Colorado, pp. 124-134, 2002.

O. Breitenstein, J. P. Rakotoniaina, M. H. Al Rifai et M. Werner, "*Shunt Types in Crystalline Silicon Solar Cells*", Prog. Photovolt: Res, 12:529–538, Appl. 2004.

R. Anil Kumar, "*Measurement of solar Cell AC parameters using Impedance Spectroscopy***"**, Master of Science (Engg.), Faculty of Engineering, Department of Instrumentation, Indian Institute of Science, India, january 2000.

R. Sarfaty, A. Cherkun, R. Pozner, G. Segev, E. Zeierman, Y. Flitsanov, A. Kribus et Y. Rosenwaks, "*Vertical junction Si micro-cells for concentrating photovoltaics*", Proceedings of the 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, pp.145-147, 2011.

S. A. Sulaiman, H. H. Hussain, N. -S. H. Nik Leh, et M. S. I. Razali, "*Effects of Dust on the Performance of PV Panels*", World Academy of Science, Engineering and Technology 58, pp.588-593, 2011.

S. Madougou, B. Dieng, A. Diao, I. F. Barro, Nzonzolo et G. Sissoko, "*Electrical parameters for bifacial silicon solar cell study in modelling: capacitance and space charge region width determination*"**,** Journal des Sciences pour l'ingénieur, pp.34-39, 2005.

S. Mbodji, B. Mbow, F. I. Barro et G. Sissoko, "*A 3D model for thickness and diffusion capacitance of emitter-base junction in a bifacial polycrystalline solar cell*"**,** Global journal of pure and applied sciences, vol. 16, N°. 4, pp. 469- 477, 2010.

S. Mbodji, I. Ly, H. L. Diallo, M.M. Dione, O. Diasse et G. Sissoko, "*Modeling study of n+/p solar cell resistances from single I-V characteristic curve considering the junction recombination velocity (Sf)***",** Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology, 4(1): pp. 1-7, 2012.

S. N. Mohammad, "*An alternative method for the performance analysis of silicon solar cells*", J.Appl. Phys. 61 (2), pp. 767-772, 1987.

S. R. Wenham, M.A. Green, M. E. Watt et R. Corkish, "*Applied Photovoltaics*", 2nd edition, ARC Centre for Advanced Silicon Photovoltaics and Photonics, 2007.

T. Flohr and R. Helbig, "*Determination of minority-carrier lifetime and surface recombination velocity by Optical-Beam-Induced-Current measurements at different light wavelengths*", J. Appl. Phys. Vol.66 (7), pp. 3060 – 3065, 1989.

V. Boitier, P. Maussion, C. Cabal, "*Recherche du maximum de puissance sur les générateurs photovoltaïques*", revue 3E.I, N°54, pp. 90-96, septembre 2008

Z. Benmohamed, M. Remram et A. Laugier, " *Influence des Couches Antireflets sur les Performances d'une Cellule Solaire au Silicium Multicristallin* ", Rev. Energ. Ren. : Valorisation, pp.43-46, 1999.

CHAPITRE III

DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA PHOTOPILE A JONCTION VERTICALE

INTRODUCTION

Une des principales causes limitant les performances d'une photopile est la recombinaison des porteurs de charge photogénérés avant que ceux-ci ne puissent participer au photocourant. C'est ainsi que la détermination des paramètres de recombinaison des porteurs minoritaires de charge et des paramètres électriques est d'une importance capitale lors de la conception et l'amélioration des dispositifs optoélectroniques tels que la photopile solaire.

Plusieurs techniques de caractérisation aussi bien en régime statique ou quasi-statique **(H. L. Diallo et al, 2008 ; S. Mbodji et al, 2011)**, qu'en régime transitoire **(F. I. Barro et al, 2010 ; I. Gaye et al, 2012)** ou dynamique fréquentiel **(A. Dieng et al, 2011 ; A. Thiam et al, 2012)** ont été développées pour la détermination d'un ou de plusieurs paramètres de recombinaison et électriques.

Dans ce chapitre, nous allons procéder d'abord à la détermination des résistances série et shunt grâce à la caractéristique I-V. Ensuite, nous étudierons la capacité de la photopile à jonction verticale, puis, à partir des diagrammes de Bode et de Nyquist, nous allons étudier le comportement électrique de la photopile à jonction verticale par la technique de spectroscopie d'impédance.

III.1 RESISTANCE SERIE

La résistance série, l'un des paramètres électriques fondamentaux dépendant de la nature du substrat, de la température et de la technologie utilisée, joue un rôle déterminant sur la qualité d'une photopile. Elle caractérise les effets résistifs des régions quasi-neutres de la photopile, des contacts métalliques et des contacts métal/semiconducteur **(S. R. Wenham et al, 2007)**.

Considérons la caractéristique courant-tension de la photopile, en particulier au voisinage du fonctionnement en circuit-ouvert (figure III.1.a).

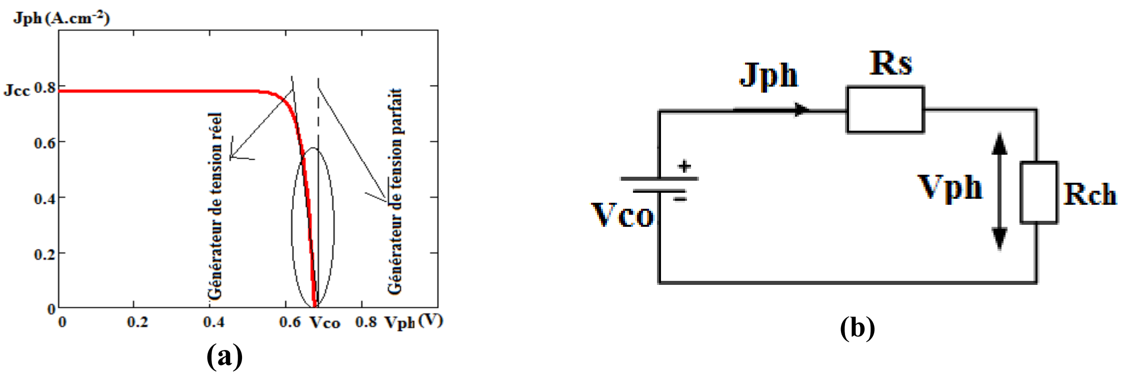


Figure III.1 : Le module du photocourant en fonction de la phototension.

On peut observer qu'au voisinage du circuit ouvert, la caractéristique courant-tension présente une courbe presque verticale où la phototension varie faiblement avec le photocourant. Cela correspond au comportement d'une source de tension réelle que l'on peut considérer comme étant une source de tension parfaite en série avec une résistance parasite. Cette dernière est considérée comme étant la résistance série de la photopile.

Au voisinage du circuit ouvert, l'ensemble « photopile + charge externe » peut être représentée par le circuit de la figure III.1 (b) **(S. Mbodji et al, 2012)**.

En appliquant la loi des mailles au circuit de la figure III.1.b, on obtient :

$$Rs(Sf)\cdot \mathrm{J_{ph}}(Sf)+\mathrm{V_{ph}}(Sf)=V_{co} \qquad \textbf{(III-1)}$$

$J_{ph}(Sf)$ et $V_{ph}(Sf)$ sont respectivement la densité de photocourant et la phototension en fonction de la vitesse dynamique à la jonction.

R_s et R_{ch} sont respectivement la résistance série et la résistance de charge et V_{co} la phototension de circuit-ouvert.

A partir de l'équation précédente, on déduit l'expression de la résistance série sous la forme :

$$Rs(Sf)=\left.\frac{V_{co}-\mathrm{V_{ph}}(Sf)}{\mathrm{J_{ph}}(Sf)}\right|_{Rch\ \text{très grande}} \qquad \textbf{(III-2)}$$

Nous allons maintenant montrer l'influence de la fréquence de modulation, de l'angle d'incidence, de la longueur d'onde et de la profondeur suivant z dans la base à travers les profils de la résistance série en fonction de la vitesse dynamique à la jonction.

III.1.1 Effet de la fréquence de modulation

Nous représentons sur la figure III.2 le profil de la résistance série en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes fréquences de modulation.

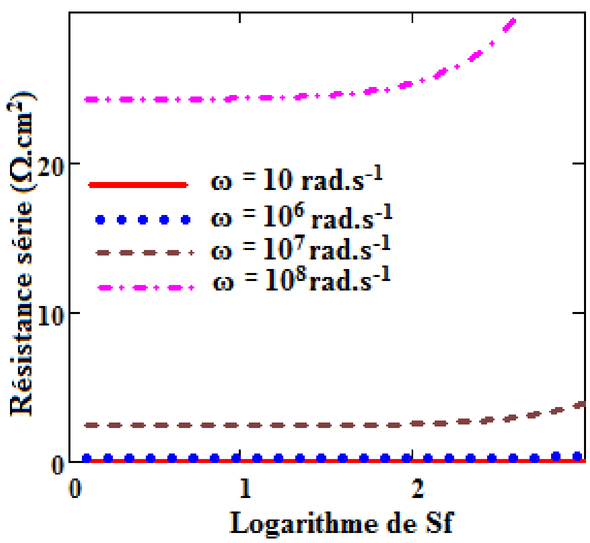


Figure III.2 : Module de la résistance série en fonction du logarithme de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes fréquences de modulation.
$\theta = 48.2°$, $H = 0.03$cm, $L_0 = 0.02$cm, $D_0 = 26$cm²/s, $\lambda = 0.5$µm, $z=0.0001$cm.

On peut observer que la résistance série augmente avec la vitesse dynamique à la jonction surtout au-delà d'environ $100 cm.s^{-1}$. En effet, lorsque la vitesse dynamique à la jonction augmente, de plus en plus de porteurs quittent la base pour traverser la jonction et ainsi participer au photocourant. La densité de porteurs libres dans la base diminue entrainant une baisse de la mobilité dynamique des porteurs et donc une augmentation de la résistivité. Ainsi la résistance série augmente puisque la résistivité dynamique de la base augmente.

Lorsque la fréquence de modulation augmente, la résistance série augmente également ; les hautes fréquences ne permettent pas aux porteurs de se relaxer et donc ne permettent pas une bonne diffusion des porteurs à travers la base. Cela va provoquer un certain « stationnement » de ces porteurs entrainant ainsi une augmentation de la résistivité dynamique dans la base d'où l'augmentation de la résistance série.

III.1.2 Effet de l'angle d'incidence

Le profil de la résistance série est donné, en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différents angles d`incidence, à la figure III.3.

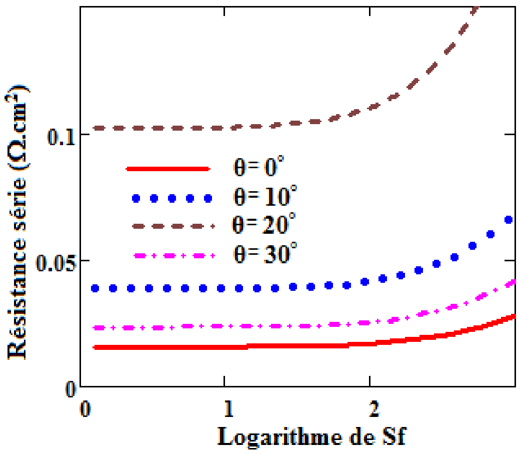


Figure III.3 : Module de la résistance série en fonction du logarithme de la vitesse dynamique à la jonction pour différents angles d'incidence.

$\omega = 10^5$rad/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, λ = 0.5µm, z = 0.0001cm.

La résistance série augmente avec la vitesse dynamique à la jonction comme noté précédemment. On peut observer ici une augmentation de la résistance série avec l'angle d'incidence. En réalité la variation de la résistance série avec l'angle d'incidence suit une loi en cosinus comme l'ont montré certains auteurs **(Balenzategui et al, 2005)**.

La présence de l'inclinaison donne naissance à un phénomène d'ombrage notamment à cause de la présence de la couche antireflet induisant ainsi des pertes supplémentaires.

III.1.3 Effet de la profondeur z

Nous présentons sur la figure III.4 le profil de la résistance série en fonction de la vitesse dynamique à la jonction Sf pour différentes profondeurs suivant z dans la base.

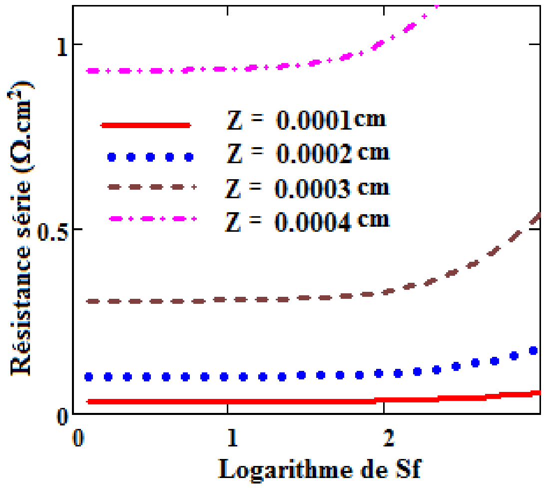


Figure III.4 : Module de la résistance série en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes profondeurs suivant la verticale.

$\theta = 48.2°$, $H = 0.03$cm, $L_0 = 0.02$cm, $D_0 = 26$cm²/s, $\lambda = 0.5$µm, $\omega = 10^5$rad/s.

La résistance série augmente toujours avec la vitesse dynamique à la jonction ; nous avons également une augmentation de la résistance série avec la profondeur suivant z dans la base. En effet, plus on va en profondeur dans la base (z augmente) moins il y a de porteurs photogénérés compte tenu de la loi de Beer-Lambert. Moins de porteurs générés signifie moins de porteurs libres dans la base d'où une augmentation de la résistivité dynamique de la photopile, c'est-à-dire une augmentation de la résistance série.

III.1.4 Effet de la longueur d'onde

La représentation de la résistance série en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes longueurs d'onde est faite à la figure III.5.

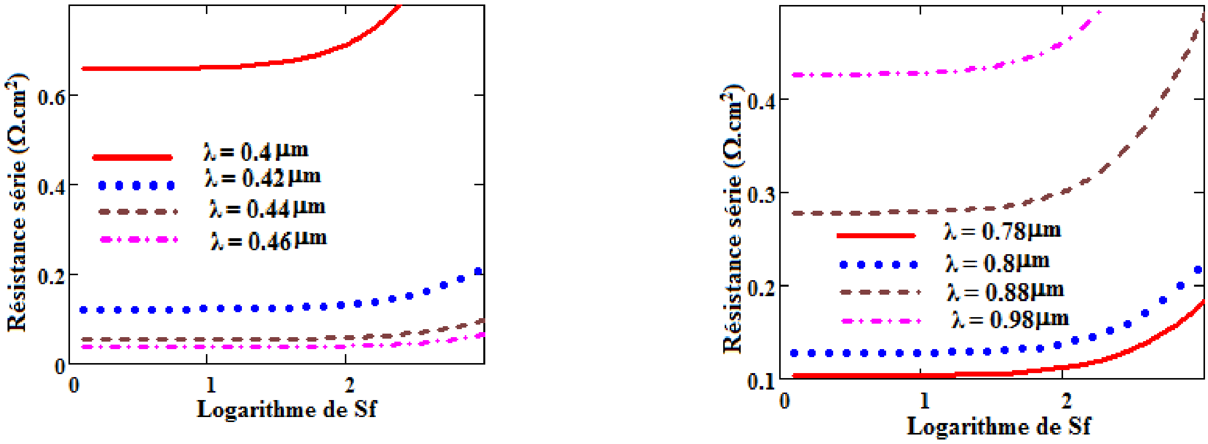


Figure III.5 : Module de la résistance série en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes longueurs d'onde.

$\theta = 48.2°$, $H = 0.03cm$, $L_0 = 0.02cm$, $D_0 = 26cm^2/s$, $z = 0.0001cm$, $\omega = 10^5 rad/s$.

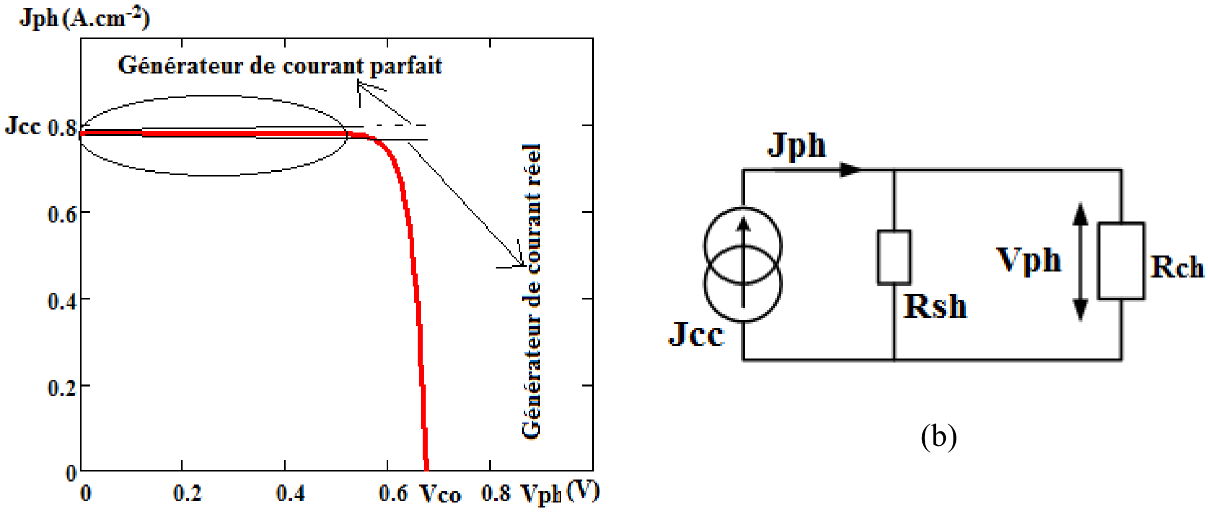
Cette figure nous montre que l'évolution de la résistance série dépend fortement de la gamme de longueur d'onde utilisée. Pour les grandes longueurs d'onde, la résistance série augmente avec la longueur d'onde tandis que pour les faibles longueurs d'onde c'est le contraire qui est observé.

Compte tenu de l'épaisseur de la photopile, les courtes longueurs d'onde génèrent davantage de porteurs dans le volume de la base diminuant ainsi la résistivité dynamique de la base et donc la résistance série. C'est le phénomène inverse dans la gamme des grandes longueurs d'onde.

III.2 RESISTANCE SHUNT

La résistance shunt provient des recombinaisons des porteurs de charge en volume, en surface (liaisons pendantes et technologie de fabrication) et des éventuels courts-circuits à la jonction **(S. R. Wenham et al, 2007)** de la photopile. Elle est aussi indicatrice d'une bonne qualité d'une photopile car lorsqu'elle est grande ou faible, le courant de fuite à travers la photopile est faible ou grand.

Considérons à présent la caractéristique courant-tension de la photopile, en particulier au voisinage du fonctionnement en court-circuit (figure III.6.a).



(b)

(a)

Figure III.6 : Le module du photocourant en fonction de la phototension.

On peut observer sur cette caractéristique courant-tension que le photocourant varie très faiblement avec la phototension ; la photopile se comporte donc au voisinage du court-circuit comme une source de courant réelle. Cette source de courant réelle peut être considérée comme une source de courant parfait en parallèle avec une résistance parasite elle-même prise comme étant la résistance shunt. Au voisinage du court-circuit, l'ensemble « photopile + charge externe » peut être représenté par le circuit équivalent de la figure III.6.b dans lequel R_{sh} désigne la résistance shunt et J_{cc} la densité de photocourant de court-circuit.

Si nous appliquons la loi aux nœuds au circuit équivalent de la figure III.6.b, nous obtenons :

$$J_{cc} = \frac{\mathrm{V_{ph}}(Sf)}{Rsh(Sf)} + \mathrm{J_{ph}}(Sf) \qquad \textbf{(III-3)}$$

L'expression de la résistance shunt peut être déduite de l'équation III.3 sous la forme **(S. Mbodji et al, 2012)** :

$$Rsh(Sf) = \left. \frac{\mathrm{V_{ph}}(Sf)}{J_{cc} - \mathrm{J_{ph}}(Sf)} \right|_{Rch \text{ très petite}} \qquad \textbf{(III-4)}$$

A partir de cette équation, nous allons étudier le profil de la résistance shunt en fonction de la vitesse dynamique à la jonction.

III.2.1 Effet de la fréquence de modulation

Nous présentons ci-dessous l'évolution de la résistance série en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes fréquences de modulation.

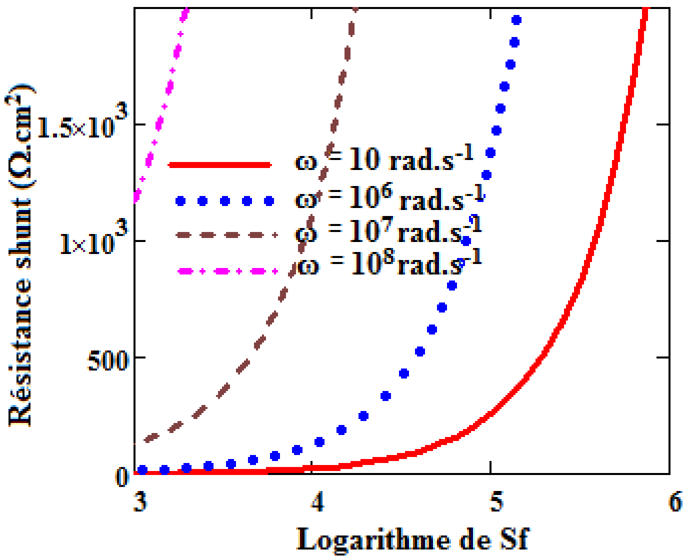


Figure III.7 : Module de la résistance shunt en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes fréquences de modulation.

$\theta = 48.2°$, $H = 0.03cm$, $L_0 = 0.02cm$, $D_0 = 26cm^2/s$, $z=0.0001cm$, $\lambda = 0.5\mu m$.

Nous pouvons voir que la résistance shunt augmente avec la vitesse dynamique à la jonction. Cette croissance de la résistance shunt est principalement gouvernée par le fait que la mobilité dynamique diminue lorsque la vitesse dynamique à la jonction augmente, entrainant ainsi une augmentation de la résistance shunt. La croissance de la résistance shunt avec la vitesse dynamique à la jonction est d'autant plus rapide que la fréquence de modulation est grande.

III.2.2 Effet de l'angle d'incidence

La résistance shunt est représentée en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différents angles d`incidence, à la figure III.8.

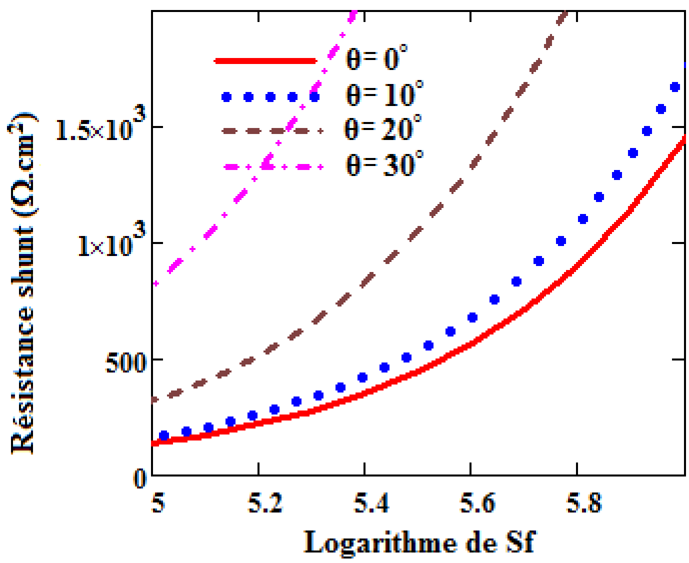


Figure III.8 : Module de la résistance shunt en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différents angles d'incidence de la lumière.

$\omega = 10^5$rad/s, $H = 0.03$cm, $L_0 = 0.02$cm, $D_0 = 26$cm²/s, z=0.0001cm, $\lambda = 0.5\mu$m.

L'évolution de la résistance shunt avec la vitesse dynamique reste la même que celle observée à la figure précédente, mais on peut observer la croissance de la résistance shunt avec l'angle d'incidence.

L'inclinaison du rayonnement solaire est une source d'ombrage et donc de non uniformité de l'éclairement sur le panneau solaire, favorisant ainsi les fuites de courant.

III.2.3 Effet de la profondeur z

Nous représentons sur la figure III.9 le profil de la résistance shunt en fonction de la vitesse dynamique à la jonction Sf pour différentes profondeurs z.

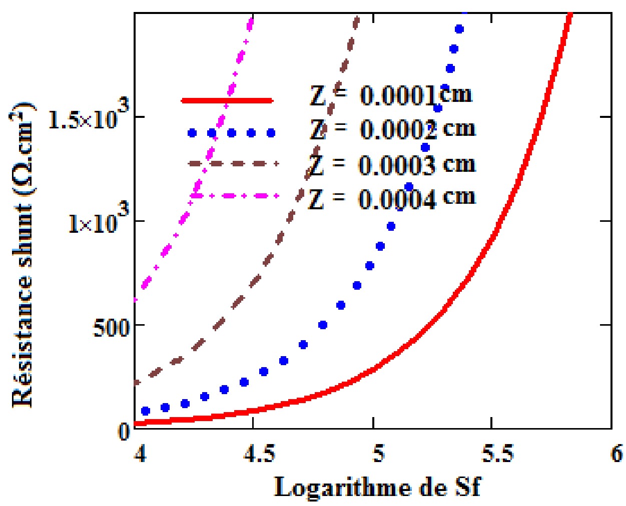


Figure III.9 : Module de la résistance shunt en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes profondeurs z.

$\theta = 48.2°$, $H = 0.03$cm, $L_0 = 0.02$cm, $D_0 = 26$cm²/s, $\omega = 10^5$rad/s, $\lambda = 0.5\mu$m.

Cette figure nous permet d'observer encore une fois que la résistance série augmente avec la vitesse dynamique à la jonction ; plus on entre en profondeur suivant z et plus cette augmentation de la résistance shunt est rapide.

En effet plus on pénètre dans la photopile, moins on a de génération de porteurs et donc moins de porteurs libres ce qui conduit à une diminution de la résistivité dynamique et donc de la résistance shunt.

III.2.4 Effet de la longueur d'onde

Le profil de la résistance shunt en fonction de la vitesse dynamique à la jonction Sf pour différentes longueurs d'onde est représenté ci-dessous.

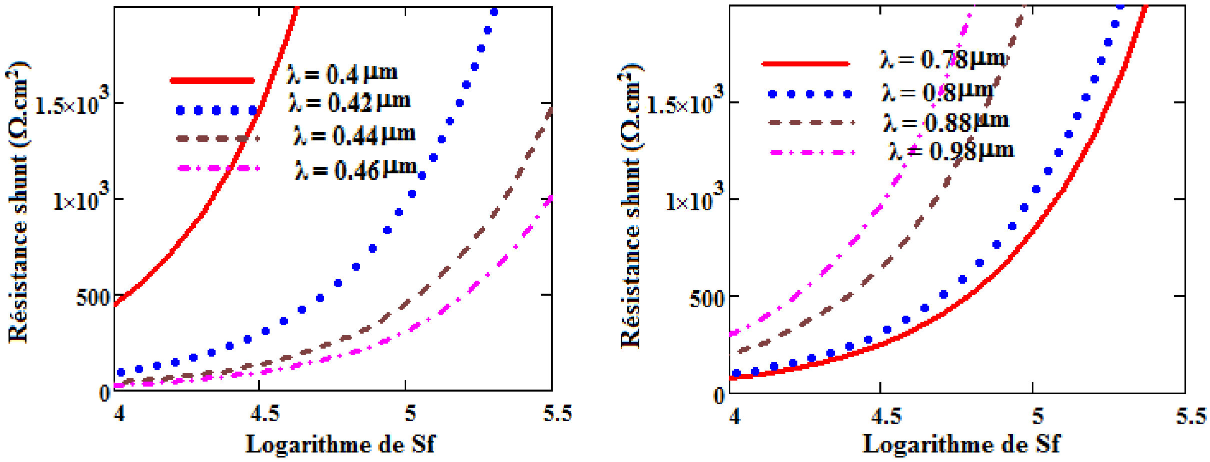


Figure III.10 : Module de la résistance shunt en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes longueurs d'onde.

$\theta = 48.2°$, $H = 0.03$cm, $L_0 = 0.02$cm, $D_0 = 26$cm²/s, $\omega = 10^5$rad/s.

La résistance shunt augmente toujours avec la vitesse dynamique à la jonction mais son comportement avec la longueur d'onde dépend de la gamme de longueurs d'onde considérée. Dans la gamme des courtes longueurs d'onde la résistance diminue lorsque la longueur d'onde augmente ; pour les grandes longueurs d'onde, c'est l'effet contraire qui est observé. L'évolution de la résistance shunt avec la longueur d'onde est directement liée au coefficient d'absorption (longueur de pénétration) et à l'épaisseur de la photopile.

III.3 ETUDE DE LA CAPACITE DE LA PHOTOPILE

Lorsque la photopile est éclairée, il y a génération, diffusion et recombinaison des porteurs minoritaires au sein de la photopile. La conduction des porteurs à travers la jonction s'accompagne d'un stockage de charges **–Q** dans la base et de charges **+Q** dans l'émetteur et éventuellement une recombinaison de ces porteurs minoritaires. La présence de charges de signes opposés en regard de part et d'autre de la jonction conduit à l'établissement d'un condensateur de capacité variable suivant les conditions de fonctionnement de la photopile.

Considérée comme résultant de la variation de charges lors du processus de diffusion au sein de la photopile **(C. C. Hu, 2009 ; J. P. Colinge et C. A. Colinge, 2002 ; D. A. Neamen, 2003 ; H. Mathieu et H. Fanet, 2009 ; K. W. Böer, 2010)**, la capacité de la photopile peut se mettre sous la forme :

$$C(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\frac{dQ}{dV_{ph}} \qquad \textbf{(III-5)}$$

Puisque la charge totale *Q* peut se réécrire comme $Q = q\delta(x=0)$, on obtient :

$$C(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=q\cdot\frac{d\delta(x=0)}{dV_{ph}} \qquad \textbf{(III-6)}$$

On réécrit l'équation (III.6) sous une forme plus facile à utiliser :

$$C(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=q\cdot\frac{d\delta(x=0)}{dSf}\cdot\frac{1}{\frac{dV_{ph}}{dSf}} \qquad \textbf{(III-7)}$$

Compte tenu de l'expression de la phototension (II-13) et celle de la densité de porteurs (II-6), nous obtenons la relation (III-8) :

$$C(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\frac{q\cdot\frac{n_0^2}{Nb}}{V_T}+\frac{q\cdot\delta(0)}{V_T} \qquad \textbf{(III-8)}$$

V_T désigne la tension thermique.

Le premier terme de l'équation (III-8) est la capacité intrinsèque C_0 ; elle dépend essentiellement de la nature du matériau (c'est-à-dire le substrat de semiconducteur utilisé) à travers la concentration intrinsèque (n_0), du dopage du matériau final à travers la concentration en impureté (Nb) et de la température de fonctionnement de la jonction à travers la phototension thermique (V_T).

Quant au deuxième terme, il dépend surtout de la température à travers (V_T), du dopage du matériau, de la nature du matériau à travers le coefficient D et la longueur de diffusion L, du point de fonctionnement à travers la vitesse dynamique à la jonction (Sf) et de la dimension de la photopile à travers son épaisseur (H).

La capacité de la photopile est ainsi la somme de la capacité de transition et de la capacité de diffusion ; selon le mode de fonctionnement de la photopile c'est-à-dire lorsque celle-ci est en polarisation inverse ou directe, une des deux capacités prédomine.

Sous polarisation inverse (sous obscurité), les phénomènes de diffusion sont quasiment inexistants. La jonction se caractérise par deux charges de signes opposés immobiles ; on a un condensateur dont la capacité prédominante est appelée capacité de transition ou capacité de barrière Ct. Cette capacité dépend directement de la tension de polarisation inverse de la photopile et peut atteindre 300pF.

Sous éclairement (polarisation directe), le phénomène de diffusion prédomine et c'est la capacité de diffusion qui devient la plus importante.

Si nous revenons à l'équation (III-8), nous pouvons la réécrire et nous obtenons :

$$\frac{C}{C_0} = 1 + \frac{Nb \cdot \delta(0)}{n_0^2} = \exp\left(\frac{V_{Ph}}{V_T}\right) \qquad \textbf{(III-9)}$$

soit :

$$\ln(C) = \ln(C_0) + \left(\frac{V_{Ph}}{V_T}\right) \qquad \textbf{(III-10)}$$

Nous présentons maintenant l'évolution de la capacité de diffusion de la photopile en fonction du point de fonctionnement défini à travers la vitesse dynamique à la jonction Sf. A travers les différents profils illustrés, nous montrerons l'influence de la fréquence de modulation, de l'angle d'incidence, de la profondeur z et de la longueur d'onde sur la capacité de la photopile.

III.3.1 Effet de la fréquence

Le profil de la capacité de la photopile en fonction de la vitesse dynamique, pour différentes fréquences angulaires, est représenté à la figure III.11.

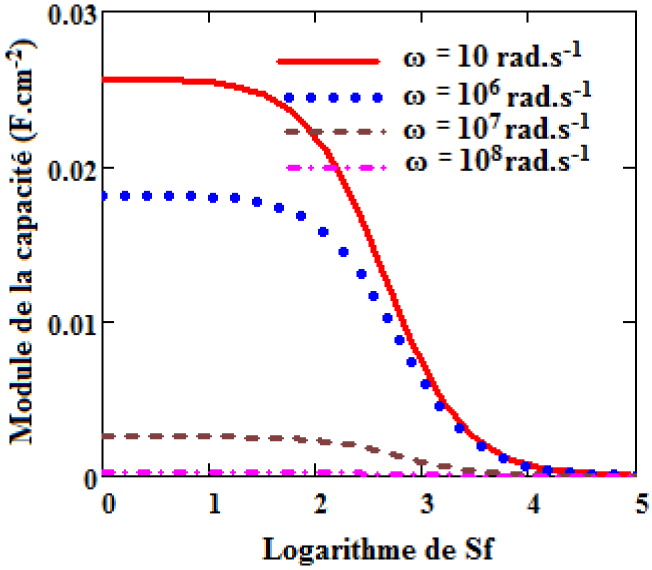


Figure III.11 : Module de la capacité en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes fréquences.

θ = 48.2°, z = 0.0001cm, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, λ = 0.5µm.

Nous pouvons observer sur cette figure que la capacité décroit avec la vitesse dynamique à la jonction pour finalement s'annuler au voisinage du court-circuit.

En effet, lorsque la vitesse dynamique est faible, nous sommes au voisinage du circuit ouvert et peu de porteurs traversent la jonction. Les porteurs sont alors stockés de part et d'autre de la jonction et cette accumulation de porteurs entraîne une augmentation de la capacité.

Lorsque la vitesse dynamique à la jonction augmente, le flux de porteurs qui traversent la jonction augmente ce qui conduit à une diminution des porteurs stockés et par conséquent une diminution de la capacité de la photopile.

Lorsque la fréquence de modulation augmente, la capacité diminue surtout à partir d'une fréquence caractéristique en dessous de laquelle la photopile fonctionne en régime quasi statique. L'augmentation de la fréquence de modulation entraine de moins en moins de génération et de diffusion de porteurs, ce qui irrémédiablement amène une baisse de la capacité de la photopile.

III.3.2 Effet de l'angle d'incidence

La figure III.12 montre la variation de la capacité de la photopile en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différents angles d'incidence.

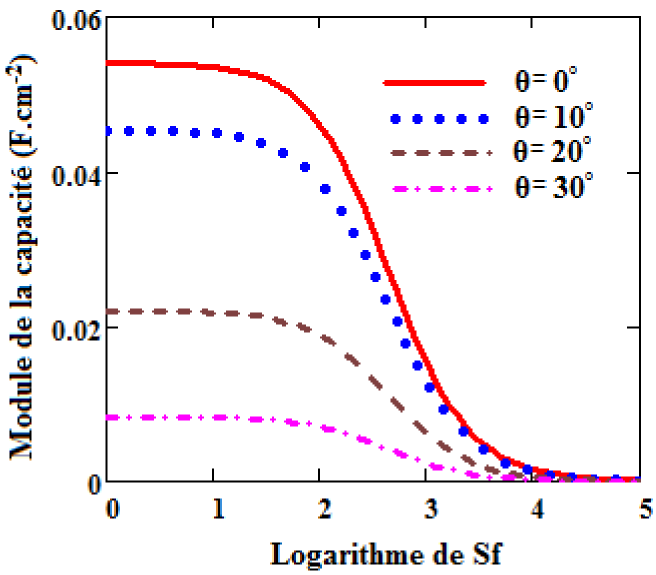


Figure III.12 : Module de la capacité en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différents angles d'incidence de la lumière.

$\omega = 10^5$rad/s, z = 0.0001cm, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, λ = 0.5µm.

La capacité diminue avec la vitesse dynamique à la jonction et on peut noter également une diminution de cette même capacité avec l'angle d'incidence.

En effet, nous avions montré que si l'angle d'incidence augmente, il y a moins de génération de porteurs et, compte tenu des phénomènes d'ombrage au niveau des grilles, les recombinaisons augmentent, diminuant là aussi la densité de porteurs et donc la capacité.

III.3.3 Effet de la profondeur z

Nous pouvons représenter à la figure III.13, le profil de la capacité de la photopile en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes profondeurs suivant z.

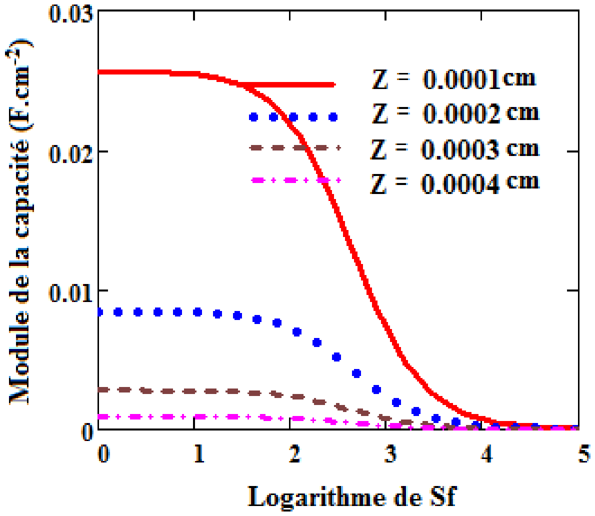


Figure III.13 : Module de la capacité en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes profondeurs z.
$\theta = 48.2°$, $\omega = 10^5$rad/s, H = 0.03cm, $L_0 = 0.02$cm, $D_0 = 26$cm²/s, $\lambda = 0.5\mu$m.

On note ici encore une diminution de la capacité avec la profondeur suivant z dans la base. Effectivement, puisque la densité de porteurs générés diminue avec la profondeur suivant z, si z augmente, de moins en moins de porteurs seront générés dans la photopile réduisant du même fait l'ampleur des phénomènes de diffusion et donc de la capacité de la photopile.

III.3.4 Effet de la longueur d'onde

Sur la figure III.14 est représenté le profil de la capacité de la photopile en fonction du logarithme de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes longueurs d'onde.

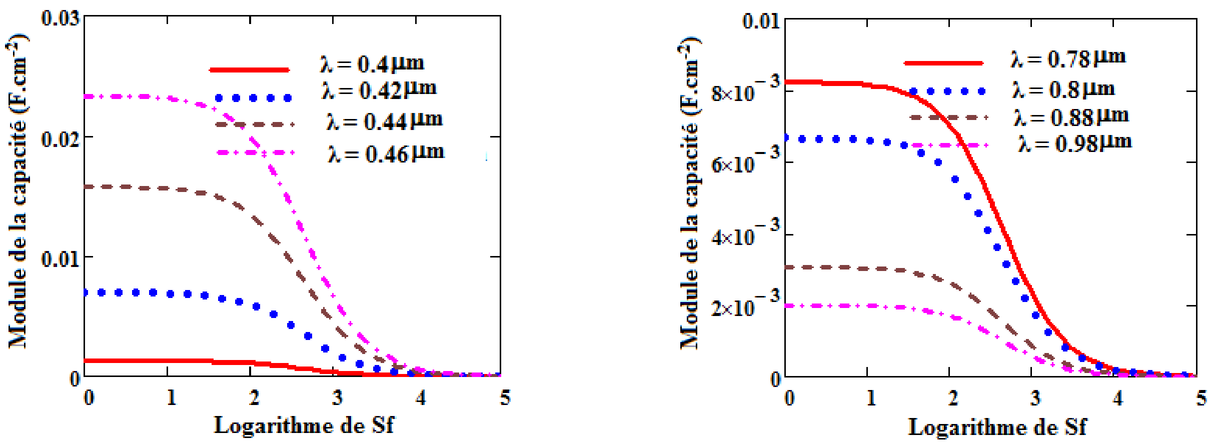


Figure III.14 : Module de la capacité en fonction de la vitesse dynamique à la jonction pour différentes longueurs d'onde.
$\theta = 48.2°$, z = 0.0001cm, H = 0.03cm, $L_0 = 0.02$cm, $D_0 = 26$cm²/s, $\omega = 10^5$ rad/s.

L'étude de la capacité de diffusion de la photopile montre que le comportement de la capacité dépend de la gamme de longueurs d'onde considérée. En effet, dans les courtes longueurs d'onde, la capacité augmente avec la longueur d'onde tandis que pour les grandes longueurs d'onde elle diminue.

Dans les courtes longueurs d'onde, nous avons davantage de génération pour des photopiles peu épaisses et donc plus de génération de porteurs ; avec la génération de porteurs, le phénomène de diffusion se déroule et la capacité de la photopile (essentiellement de diffusion dans ce cas) augmente en conséquence. C'est le phénomène inverse que l'on note pour les grandes longueurs d'onde.

III.4 IMPEDANCE DYNAMIQUE

Nous allons étudier dans cette partie, l'impédance dynamique d'une photopile à jonction verticale au silicium par la technique de spectroscopie d'impédance.

Dans le cadre de l'étude des interfaces électrode/électrolyte, ce qui est le cas en corrosion aqueuse, différentes techniques électrochimiques sont couramment utilisées. Elles mettent toutes en jeu des mesures de potentiel et/ou de courant, et peuvent être classées en deux groupes. Le premier regroupe les techniques dites stationnaires, comme la chrono-potentiométrie, la chrono-ampèrométrie, la volt-ampèrométrie (**E. Barsoukov et J. R. Macdonald, 2005**). Ces techniques permettent de recueillir des informations liées à la thermodynamique du système étudié et quelquefois à sa cinétique. Néanmoins, elles sont sujettes à des limitations, notamment dans le cas de systèmes très résistants ou pour l'étude des mécanismes réactionnels. De plus, certaines d'entre elles entrainent la destruction de l'échantillon. Pour contourner ces limitations, il a été mis au point un certain nombre de techniques dites transitoires, basées sur l'utilisation des fonctions de transfert et dont la spectroscopie d'impédance fait partie. C'est cette technique de spectroscopie d'impédance qui a été généralisée à la détermination des paramètres électriques des photopiles solaires **(R. A. Kumar, 2004 ; A Dieng et al, 2011)**.

La spectroscopie d'impédance repose sur la mesure d'une fonction de transfert suite à la perturbation volontaire du système étudié. Ce système peut être considéré comme étant une ≪ boite noire ≫ qui réagit en émettant un signal $y(t)$ quand il est soumis à une perturbation $x(t)$ (figure III.15). Les deux signaux $x(t)$ et $y(t)$ sont alors reliés par une fonction de transfert $H(\omega)$ telle que $Y(\omega) = H(\omega) \cdot X(\omega)$, $X(\omega)$ et $Y(\omega)$ étant respectivement les transformées de Fourier de $x(t)$ et $y(t)$.

Figure III.15 : Système physique soumis à l'excitation x(t).

Classiquement, la perturbation imposée est sinusoïdale. Le signal appliqué est donc de la forme x(t) = A sin (ωt) et la réponse du système est y(t) = B sin (ωt + ϕ) avec une fréquence f, une pulsation ω = 2πf et un déphasage ϕ. L'impédance se définie comme étant le nombre complexe Z(ω) résultant du rapport :

$$Z(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\frac{V_{ph}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{J_{ph}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)} \quad \textbf{(III-11)}$$

où, en mode potentiostatique, $V_{ph}(\omega)$ est la perturbation imposée à un potentiel choisi E_0, et $J_{ph}(\omega)$ la réponse en courant du système étudié avec une composante continue I_0. Il est aussi possible d'utiliser le mode galvanostatique. Dans ce cas, c'est une perturbation en courant de faible amplitude qui est appliquée au système et c'est la réponse en potentiel qui est mesurée. L'impédance Z(ω) est un nombre complexe qui peut être écrit sous deux formes équivalentes ; $Z(\omega) = |Z(\omega)|e^{j\omega}$ ou $Z(\omega) = Zr(\omega) + jZ_j(\omega)$ avec $j = \sqrt{-1}$, |Z(ω)| étant le module de l'impédance, Z_r la partie réelle et Z_j la partie imaginaire.

Pour passer d'une forme à l'autre, il suffit d'utiliser les relations $|Z|^2 = Z_r^2 + Z_j^2$ et $\phi = \tan^{-1}(Z_j/Z_r)$ où $Z_r = |Z| \cos\phi$ et $Z_j = |Z| \sin\phi$.

Dans la suite de cette étude, nous nous intéresserons à la détermination des paramètres électriques en utilisant la spectroscopie d'impédance d'une part et les diagrammes de Bode d'autre part afin de préciser le comportement capacitif ou inductif de la photopile à jonction verticale en modulation de fréquence.

III.4.1 Diagramme de Bode

Le diagramme de Bode **(L. B. Pannalal, 1973-1974 ; T. C. Hayes et P. Horowitz, 2000)** est une méthode qui a été mise au point pour simplifier l'obtention des tracés de réponses en fréquence.

Dans le cas de la caractérisation des photopiles, le concept de Bode a été adapté aux tracés de l'amplitude du module de l'impédance de la photopile (en ohm.cm^2) et de la phase de l'impédance (en degré) en fonction du logarithme de la fréquence angulaire.

III.4.1.1 Diagramme de Bode : Module de l'impédance

III.4.1.1.1 Effet de l'angle d'incidence

Le profil du module de l'impédance, en fonction du logarithme de la fréquence pour différents angles d'incidence, est représenté à la figure III.16.

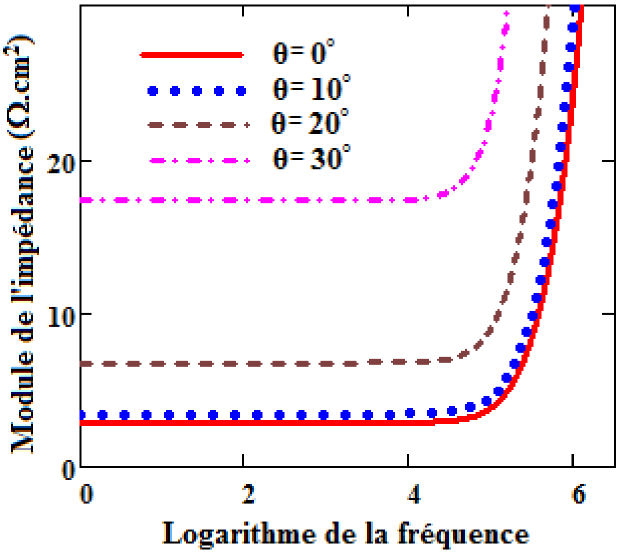


Figure III.16 : Module de l'impédance en fonction du logarithme de la fréquence.
Sf = 3.10^3cm/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, λ = 0.5µm, z = 0.0001cm.

La figure III.16 nous montre que l'impédance de la photopile varie très peu avec la fréquence de modulation jusqu'à une fréquence limite appelée fréquence de coupure. Au-delà de cette fréquence de coupure, l'impédance augmente très rapidement avec la fréquence de modulation. En fait, tant que l'on n'a pas atteint la fréquence de coupure, la photopile fonctionne en régime quasi-statique et donc reste insensible à la fréquence. Au-delà de la fréquence de coupure, la sollicitation du matériau devient de plus en plus importante au point que les porteurs, non seulement ont du mal à être extraits mais en plus ont beaucoup de difficulté à diffuser. Si les porteurs diffusent mal, alors la mobilité dynamique du matériau devient très faible augmentant ainsi la résistivité et donc l'impédance de la photopile : c'est ce que nous observons sur cette figure.

Nous observons également une augmentation notable de l'impédance de la photopile avec l'angle d'incidence. Cette augmentation de l'impédance montre l'importance de l'inclinaison dans la photopile.

- **Fréquence de coupure**

Nous présentons sur la figure III.17 la détermination de la fréquence de coupure à partir du profil du module de l'impédance en fonction de la fréquence de modulation.

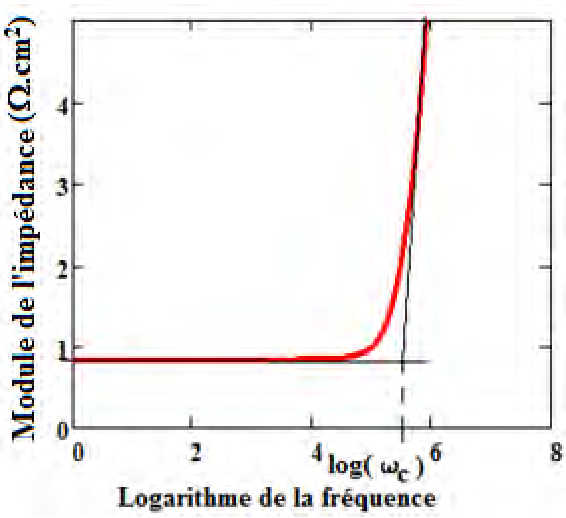


Figure III.17 : Module de l'impédance dynamique en fonction du logarithme de la fréquence angulaire.
$Sf = 3.10^3$cm/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, λ = 0.5µm, θ = 48.2, z = 0.0001cm.

La figure précédente nous a montré l'existence de deux parties quasiment linéaires dans le profil de l'impédance ; lorsque nous prolongeons ces parties linéaires par des droites, celles-ci présentent une intersection. C'est l'abscisse de ce point d'intersection qui nous donne la fréquence angulaire dite de coupure ω_c.

Le tableau III.1 montre quelques valeurs de fréquence de coupure que nous avons obtenues grâce à la technique présentée en figure III.17.

Tableau III.1 : Fréquence de coupure en fonction de l'angle d'incidence.

θ°	0	10	20	30
Pulsation de coupure (rad/s)	$1,85.10^4$	$1,97.10^4$	$2,63.10^4$	$4,27.10^4$

Ce tableau montre une augmentation de la fréquence de coupure avec l'angle d'incidence montrant ainsi que le régime quasi-statique dure de plus en plus lorsque l'angle d'incidence augmente.

III.4.1.1.2 Effet de la profondeur suivant la verticale

La figure III.18 montre le profil du module de l'impédance en fonction du logarithme de la fréquence, pour différentes profondeurs suivant z.

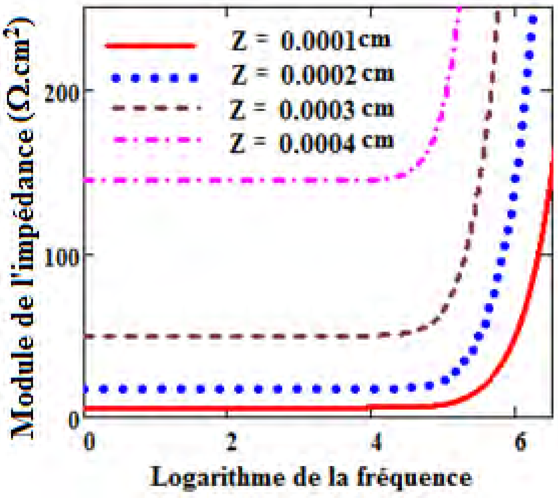


Figure III.18 : Module de l'impédance dynamique en fonction du logarithme de la fréquence.
Sf = 3.10^3cm/s, H = 0.03cm, L_0= 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, λ = 0.5µm, θ = 48.2°.

Nous pouvons voir sur cette figure l'augmentation de l'impédance dynamique avec la profondeur de pénétration suivant z ; effectivement, plus nous pénétrons dans la photopile et moins il y a de génération de porteurs. Moins de génération de porteurs signifie moins de porteurs libres dans la base et donc une mobilité dynamique de plus en plus faible qui se traduit par une impédance de plus en plus élevée.

Nous donnons dans le tableau III.2, la fréquence de coupure pour différentes profondeurs de pénétration.

Tableau III.2 : Fréquence de coupure en fonction de la profondeur dans la base.

z(cm)	0,0001	0,0002	0,0003	0,0004
Pulsation de coupure (rad/s)	$3,00.10^5$	$1,30.10^5$	$6,50.10^4$	$3,30.10^4$

Ce tableau montre l'augmentation de la fréquence de coupure avec la profondeur z dans la base de la photopile.

III.4.1.1.3 Effet de la vitesse dynamique à la jonction

Nous présentons sur la figure III.19 le profil du module de l'impédance en fonction du logarithme de la fréquence, pour différentes vitesses dynamique à la jonction.

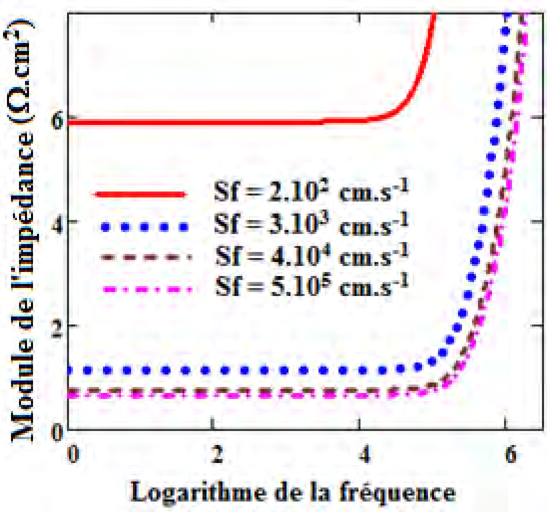


Figure III.19 : Module de l'impédance dynamique en fonction du logarithme de la fréquence.
$Sf = 3.10^3$cm/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, λ = 0.5µm, z = 0.0001cm.

On peut observer l'augmentation de l'impédance en fonction de la fréquence de modulation comme nous l'avions montré précédemment. On peut constater de plus que l'impédance de la photopile diminue lorsque la vitesse dynamique à la jonction augmente.

En effet, lorsque la vitesse dynamique à la jonction augmente, davantage de porteurs circulent à travers la photopile traduisant le fait que l'impédance dynamique de la photopile a diminué.

Nous montrons dans le tableau III.3 les valeurs de fréquence de coupure obtenues pour différentes vitesses dynamique à la jonction.

Tableau III.3 : Fréquence de coupure en fonction de la vitesse dynamique à la jonction.

$Sf(cm.s^{-1})$	2.10^2	3.10^3	4.10^4	5.10^5
Pulsation de coupure (rad/s)	$2{,}99.10^4$	$9{,}54.10^4$	$1{,}17.10^5$	$1{,}37.10^5$

On peut constater une diminution de la fréquence de coupure avec la vitesse dynamique à la jonction.

III.4.1.1.4 Effet de la longueur d'onde

Le profil du module de l'impédance en fonction du logarithme de la fréquence, pour différentes longueurs d'onde, est représenté à la figure III.20.

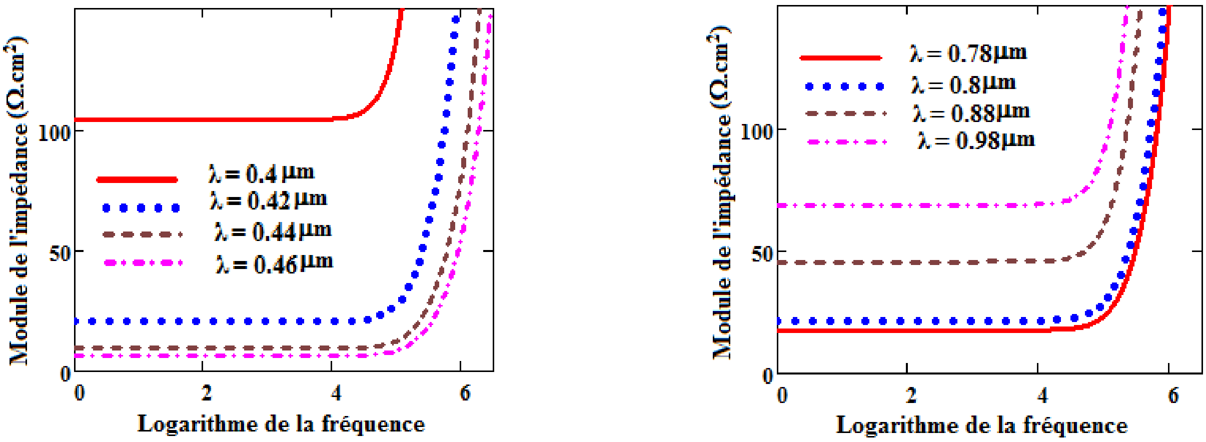


Figure III.20 : Module de l'impédance dynamique en fonction du logarithme de la fréquence
Sf = 3.10^3cm/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, z = 0.0001cm.

Nous observons une dimunition notable de l'impédance de la photopile avec la longueur d'onde pour la gamme des courtes longueurs d'onde alors que c'est plutôt une augmentation qui est observée pour les grandes longueurs d'onde.

En termes d'analogie électrique, il ressort de notre étude, que le comportement du module de l'impédance en fonction de la fréquence est similaire à celui observé dans les filtres électroniques de type passe bas.

Le filtre passe-bas présente une impédance élevée aux fréquences les plus basses. La tension de sortie est alors maximale. Lorsque la fréquence augmente, une plus grande partie de l'énergie est dissipée et la tension de sortie diminue progressivement. Le filtre passe-bas laisse passer les tensions en basses fréquences et coupe les tensions en hautes fréquences.

Tableau III.4 : Valeurs de la fréquence de coupure pour les courtes et les grandes longueurs d'onde.

λ(µm)	0,44	0,46	0,48	0,52	0,58	0,68	0,78	0,88
ω_c(rad/s)	$6,19.10^4$	$1,07.10^5$	$1,19.10^5$	$1,65.10^5$	$1,35.10^5$	$1,02.10^5$	$5,23.10^4$	$4,15.10^3$

On constate l'augmentation de la fréquence de coupure avec les courtes longueurs d'onde puis sa diminution avec les grandes longueurs d'onde.

III.4.1.2 Diagramme de Bode : Phase de l'impédance

Le tracé de la phase de l'impédance en fonction de la fréquence de modulation est représenté sur la figure III.21 pour différents angles d'incidence, différentes profondeurs z, différentes vitesses dynamique et différentes longueurs d'onde.

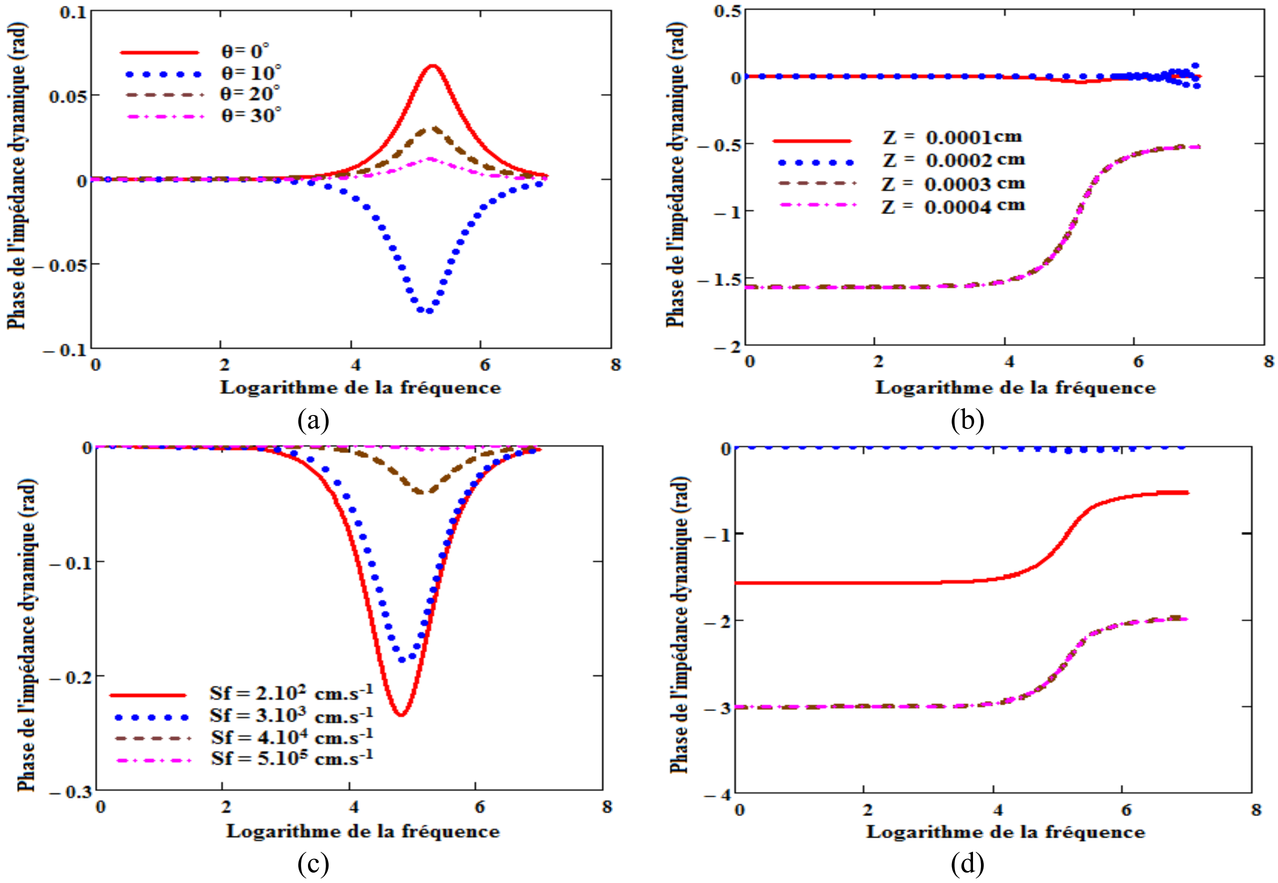


Figure III.21 : Variation de la phase de l'impédance en fonction du logarithme de la fréquence.

Pour la figure III.21 (a), la phase de l'impédance est indépendante de la fréquence dans l'intervalle [0rad/s - 10^4rad/s] puis croit rapidement dans [10^4rad/s - 10^5rad/s] et décroit jusqu'à s'annuler dans l'intervalle [10^5rad/s - 10^7rad/s]. Notons que pour $\theta = 10°$, c'est l'inverse qui se passe à partir de $\omega = 10^4$rad/s. En effet, la phase de l'impédance négative explique la présence des phénomènes capacitifs donc d'un condensateur dans le modèle électrique équivalent de la photopile alors que la phase positive prédit l'existence des phénomènes inductifs donc de la bobine dans le modèle électrique équivalent.

Pour la figure (c), la phase de l'impédance est indépendante de la fréquence dans l'intervalle [0rad/s - 10^4rad/s] puis décroit rapidement dans [10^4rad/s - 10^5rad/s] et croit jusqu'à s'annuler dans l'intervalle [10^5rad/s - 10^7rad/s]. Le diagramme de Bode de la phase permet de valider le modèle où les effets capacitifs sont prédominants.

Pour les figures (b) et (d), la phase de l'impédance est indépendante de la fréquence dans l'intervalle [0rad/s - 10^4rad/s] puis croit rapidement dans [10^4rad/s - 10^5rad/s] pour rester constante dans l'intervalle [10^5rad/s - 10^7rad/s]. Le diagramme de Bode de la phase permet de valider le modèle où les effets capacitifs prédominent.

La phase peut être nulle, nous permettant de déterminer la valeur de la fréquence de résonance et d'en déduire l'inductance L de la bobine présente dans le modèle électrique.

Ces trois situations que nous venons d'énumérer ci-dessus nous permettent de considérer deux modèles électriques équivalents de la photopile à jonction verticale en régime dynamique fréquentiel. Ces deux modèles seront confirmés par l'analyse des diagrammes de Nyquist.

III.4.2 Diagramme de Nyquist

Le diagramme de Nyquist est la représentation de la partie imaginaire de la fonction complexe Z(ω,θ,z,Sf,λ) en fonction de sa partie réelle **(L. B. Pannalal, 1973-1974 ; R. A. Kumar at al, 2001 ; D. Chenvidhya et al, 2003 ; D. Chenvidhya et al, 2005 ; C. Limsakul et al, 2008; J. Thongpron et K. Kirtikara, 2008)**.

$$\mathrm{Im}(Z(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)) = f(\mathrm{Re}(Z(\omega,\theta,z,Sf,\lambda))) \qquad \textbf{(III-12)}$$

Nous présentons maintenant le diagramme de Nyquist pour un angle d'incidence θ = 0° (figure III-22).

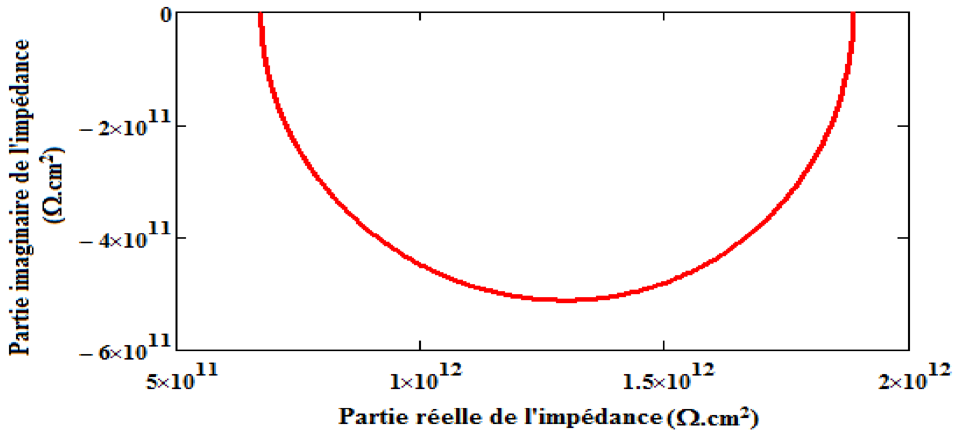


Figure III.22 : Diagramme de Nyquist de l'impédance.
Sf = 3.10^3cm/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, z = 0.0001cm, D_0 = 26cm²/s, λ = 0.5µm

Le diagramme de Nyquist obtenu possède une partie imaginaire toujours négative traduisant ici un comportement capacitif de la photopile ; on a donc une capacité en parallèle avec la résistance Rp.

Le schéma équivalent de la photopile est alors :

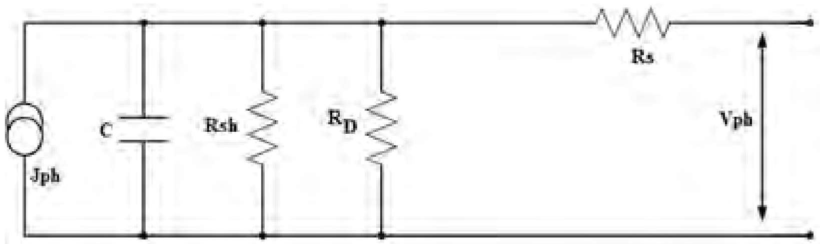


Figure III.23 : Photopile en régime dynamique : effets capacitifs prédominants

Nous présentons maintenant sur la figure III.24 le diagramme de Nyquist pour un angle incidence θ = 10°.

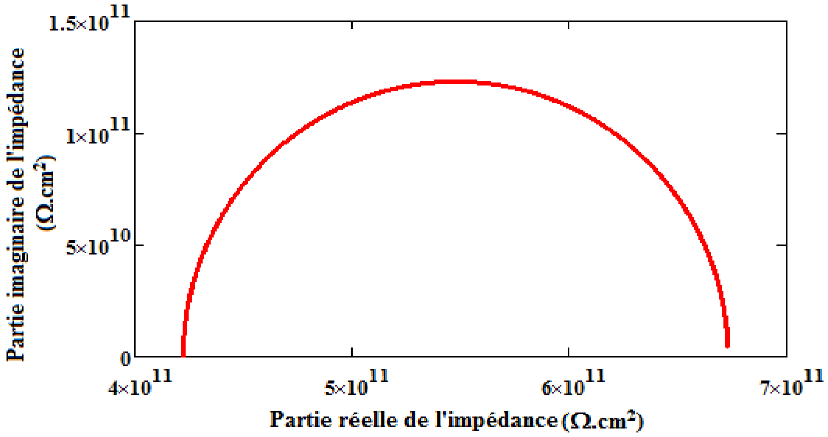


Figure III.24 : Diagramme de Nyquist de l'impédance.

$Sf = 3.10^3 cm/s$, H = 0.03cm, Lo = 0.02cm, z = 0.0001cm, Do = 26cm²/s, λ = 0,5µm

Le diagramme de Nyquist obtenu possède cette fois-ci une partie imaginaire toujours positive traduisant ici un comportement inductif de la photopile ; on a donc une inductance en parallèle avec la résistance Rp.

Le schéma équivalent de la photopile est alors :

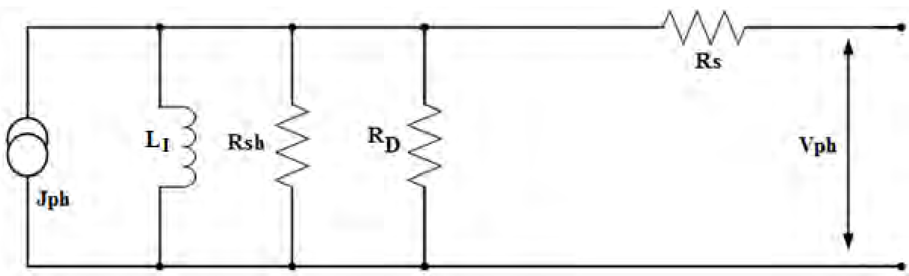


Figure III.25 : Photopile en régime dynamique : effets inductifs prédominants

L'intérêt du diagramme de Nyquist apparait essentiellement soit lors de l'étude de la stabilité des systèmes électroniques asservis **(P. Müllhaupt, 2009)** soit dans la technique de spectroscopie d'impédance **(J. H. Scofield, 1995)** pour la caractérisation des systèmes photovoltaïques. C'est dans ce deuxième cas que nous nous situons dans ce travail.

III.4.3 Technique de Spectroscopie d'impédance

Nous avons expliqué tantôt que le Diagramme de Nyquist est la représentation graphique de la partie imaginaire de l'impédance en fonction de sa partie réelle ; il permet d'accéder à certains paramètres électriques de la photopile considérant un modèle électrique à une diode en régime dynamique avec l'impédance associée. La détermination ainsi faite des paramètres électriques est appelée spectroscopie d'impédance.

Considérons le schéma équivalent de la photopile en régime dynamique (figure III.26).

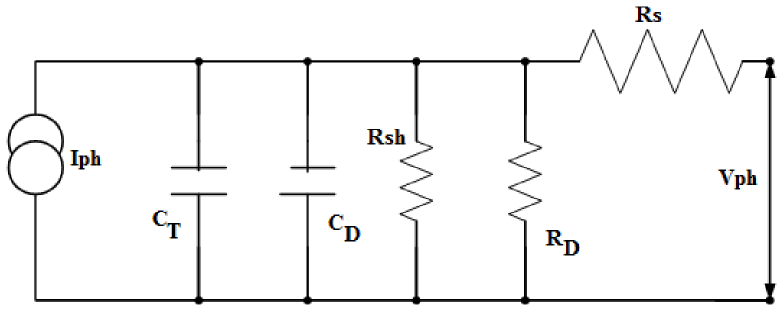


Figure III.26 : Schéma électrique équivalent de la photopile en régime dynamique

- ♥ C_D est la capacité de diffusion, elle est due à la diffusion des porteurs minoritaires de charge en excès à travers la jonction.
- ♥ C_T est la capacité de transition, elle est due essentiellement aux atomes fixes ionisés dans la zone de charge d'espace.
- ♥ Rsh modélise des courants de fuite existant au bord de la structure et l'ensemble des défauts au voisinage de la zone de charge d'espace (dislocation, centres de recombinaison dans la zone de charge d'espace).
- ♥ R_D la résistance dynamique de la photopile est le rapport entre la phototension aux bornes de la photopile et le photocourant qu'elle débite à un instant donné (un point de fonctionnement donné). La résistance dynamique de la photopile nous permet d'avoir une idée mais de façon localisée sur le comportement de la photopile.
- ♥ Rs provient de la résistivité propre du matériau, de la résistance des métallisations et des contacts métal-semiconducteur.
- ♥ L est l'inductance, elle provient des effets de la fréquence à travers des faibles résistances notamment celles des régions quasi-neutres et des métallisations.

Dans la suite du document on note Rp la résistance équivalente de la résistance shunt et de la résistance dynamique donnée par $Rp = Rsh.R_D/(Rsh + R_D)$ et C la mise en parallèle de la capacité de transition et de la capacité de diffusion : $C = C_D+C_T$.

L'impédance des différents composants de base du circuit peut se mettre sous la forme :

Résistance : $Z_R = R$	Capacité : $Z_C = j/\omega.C$	Inductance : $Z_L = j.\omega.L_I$

Le circuit de la figure III.26 se réduit alors à la résistance Rs en série avec les deux impédances Zc et Rp ; on peut écrire l'impédance équivalente Z sous la forme :

$$Z = R_S + \left(\frac{1}{R_p} + \frac{1}{Z_C}\right)^{-1} \quad \textbf{(III-13)}$$

Si l'on remplace Rp et Zc par leurs expressions, nous obtenons :

$$Z = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot (R_D + R_{Sh})}{(R_D + R_{Sh})^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} - \frac{j \cdot \omega \cdot (R_D \cdot R_{Sh})^2 \cdot C}{(R_D + R_{Sh})^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} \qquad \textbf{(III-14)}$$

Z est un nombre complexe dont les parties réelle Re(Z) et imaginaire Im(Z) sont données par :

$$\mathrm{Re}(Z) = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot (R_D + R_{Sh})}{(R_D + R_{Sh})^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2}$$

$$\text{et} \quad \mathrm{Im}(Z) = -\frac{j \cdot \omega \cdot (R_D \cdot R_{Sh})^2 \cdot C}{(R_D + R_{Sh})^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} \qquad \textbf{(III-15)}$$

A partir des équations ci-dessus, plusieurs cas particuliers peuvent être envisagés suivant la fréquence de modulation d'une part et le rapport des impédances R_D et R_{sh} d'autre part :

- ♥ Si $\omega \to 0$; la partie imaginaire Im(Z) de Z est nulle et il ne reste que la partie réelle Re(Z) :

$$\mathrm{Re}(Z) = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh}}{(R_D + R_{Sh})}$$

L'impédance se réécrit sous la forme : $Z = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh}}{(R_D + R_{Sh})}$

  - Si $R_{Sh} >> R_D$ nous avons $\mathrm{Re}(Z) = R_S + R_D$ et l'impédance Z se réduit à : $Z = R_S + R_D$
  - Si $R_{Sh} << R_D$ alors on a $\mathrm{Re}(Z) = R_S + R_{Sh}$ et donc $Z = R_S + R_{Sh}$

- ♥ Si $\omega \to \infty$; la partie imaginaire Im(Z) de Z est nulle et il reste que la partie réelle R(Z) :

$\mathrm{Re}(Z) = R_S$

L'impédance peut alors se mettre sous la forme : $Z = R_S$

  - Si $R_{Sh} >> R_D$ on a alors $\mathrm{Re}(Z) = R_S$ et donc $Z = R_S$
  - Si $R_{Sh} << R_D$ alors on a $\mathrm{Re}(Z) = R_S$ et donc l'impédance devient : $Z = R_S$

Au regard de ces calculs, il ressort clairement que l'accès à ces paramètres électriques ne dépend nullement pas du comportement capacitif ou inductif de la photopile.

Si nous revenons au diagramme de Nyquist proprement dit en prenant en compte les résultats ci-dessus, nous pouvons y associer les points particuliers dépendant de la fréquence de modulation **(A. Dieng, 2011)** comme présenté sur la figure III.27.

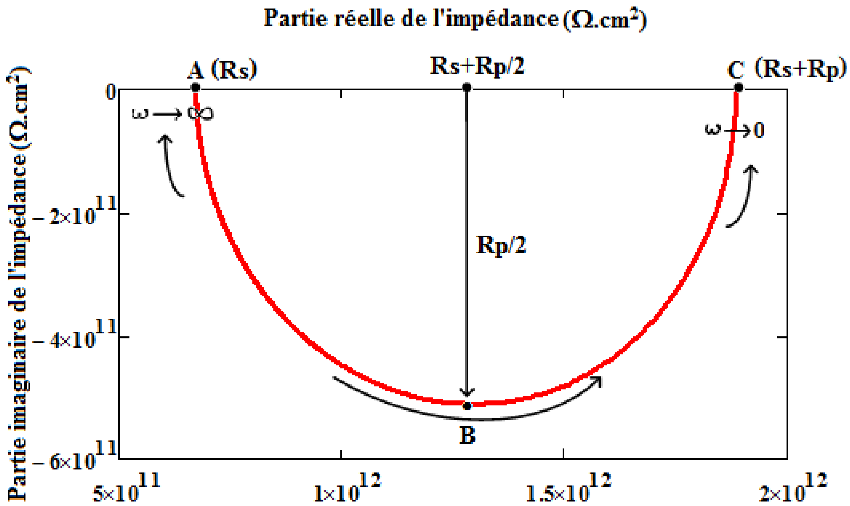


Figure III.27 : Diagramme de Nyquist de l'impédance avec les points particuliers utilisés
$Sf = 3.10^3$cm/s, H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, z = 0.0001cm, $D_0 = 26cm^2/s$, λ = 0,5µm, θ = 48,2°

Le diagramme de Nyquist que nous obtenons est un demi-cercle de centre (Rp/2+Rs ; 0) et de rayon Rp/2. Pour les faibles valeurs de la pulsation (ω→0), la composante réelle de l'impédance (résistance) est égale à la somme de la résistance série et de la résistance parallèle et la composante imaginaire de l'impédance (réactance) tend vers zéro (voir cas particuliers). Lorsque la pulsation $\omega \rightarrow \omega_c$ (ω_c : fréquence angulaire de coupure) la partie imaginaire est égale à Rp/2, correspondant à un maximum sur les courbes et la partie réelle est égale Rp/2+Rs, correspondant à l'abscisse du centre du demi-cercle (voir cas particuliers). Enfin pour les grandes valeurs de la pulsation (ω→∞) la composante réelle de l'impédance est égale à la résistance série et la composante imaginaire de l'impédance tend vers zéro (voir cas particuliers).

Nous voyons ainsi comment il est possible de déterminer les paramètres électriques d'une photopile à partir de la spectroscopie d'impédance. Nous présentons alors ci-dessous quelques paramètres électriques obtenus grâce à l'application de cette technique.

Tableau III.5 : Détermination des résistances série et parallèles par la spectroscopie d'impédance : comportement capacitif.

Rs ($\Omega.cm^2$)	$6{,}7318.10^{-3}$
Rp ($\Omega.cm^2$)	$1{,}254.10^{3}$

Pour déterminer la capacité associée, on considère l'équation (III.16) reliant la constante de temps de la photopile à sa fréquence de coupure :

$$\tau_C = R_p \cdot C = \frac{2\pi}{\omega_C} \qquad \textbf{(III.16)}$$

Ce qui conduit à $C = 5{,}011.10^{-8}\mu F$

Dans le cas d'un comportement inductif, nous avons :

Tableau III.6 : Détermination des résistances rérie et parallèle par la spectroscopie d'impédance : comportement inductif.

Rs ($\Omega.cm^2$)	$4{,}2225.10^{-3}$
Rp ($\Omega.cm^2$)	$2{,}508.10^{3}$

Pour déterminer l'inductance associée, on considère la relation entre la constante de temps et la fréquence de coupure :

$$\tau_L = R_p \cdot L_I = \frac{2\pi}{\omega_c} \qquad \textbf{(III.17)}$$

Ce qui conduit à $L_I = 2{,}505.10^{-8}\mu H$

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons effectué la détermination des paramètres électriques de la photopile à jonction verticale en modulation de fréquence sous éclairement monochromatique avec angle d'incidence.

Ainsi, nous avons pu observer que les résistances série et shunt croissent avec la fréquence angulaire, l'angle d'incidence, la vitesse dynamique et la profondeur suivant z. Cependant, pour la gamme des courtes longueurs d'onde, les résistances augmentent contrairement à la gamme des grandes longueurs d'onde. Ces mêmes observations ont été faites sur le comportement de la capacité de la photopile avec les mêmes conditions d'utilisation.

La spectroscopie d'impédance et les diagrammes de Bode nous ont permis de déterminer les fréquences de coupure en fonction des différents paramètres. Puis nous avons identifié les caractères capacitif et inductif de la photopile pour ensuite proposer des modèles électriques équivalents. Nous avons pu déterminer certains paramètres électriques tels que la résistance série, la résistance parallèle, la capacité et l'inductance équivalente de la photopile à travers le diagramme de Nyquist.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A. Dieng, I. Zerbo, M. Wade, A. S. Maiga et G. Sissoko, "*Three-dimensional study of a polycrystalline silicon solar cell: the influence of the applied magnetic field on the electrical parameters*", Semicond. Sci. Technol. **26,** 095023, (9pp), 2011.

A. Thiam, M. Zoungrana, H. Ly Diallo, A Diao, N. Thiam, S. Gueye, M.M. Deme, M. Sarr et G. Sissoko, "*Influence of Incident Illumination Angle on Capacitance of a Silicon Solar Cell under Frequency Modulation*", Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol. 5(04): pp. 1123-1128, 2012.

C. C. Hu, "*Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*", Pearson/Prentice Hall, New Jersey, 2010.

C. Limsakul, N. Chayavanich, D. Chenvidhya And K. Kirtikara, "*PV Impedance Characterization Using Square Wave Method and Frequency Response Analyzer*", Clean Energy System Group (CES) King Mongkut's University of Technology Thonburi, Bangkok, Thailand.
(http://www.energybased.nrct.go.th/Article/Ts3%20pv%20impedance%20characterization%20using%20square%20wave%20method%20and%20frequency%20response%20analyzer.pdf) (Consulté au mois de Décembre 2008).

D. A. Neamen, "*Semiconductor physics and devices: basic principles*", 3rd Ed, McGraw-Hill, 2003.

D. Chenvidhya, K. Kirtikara et C. Jivacate, "*A new characterization method for solar cell dynamic impedance*" Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 80, pp. 459-464, 2003.

D. Chenvidhya, D. Kirtikara et C. Jivacate, "*PV module dynamic impedance and its voltage and frequency dependencies*", Sol. Energy Mater. Sol, vol. 86, N° 2, pp. 243-251, 2005.

E. Barsoukov et J. R. Macdonald, "*Impedance Spectroscopy Theory, Experiment, and Applications*", Second Edition, 2005.

F. I. Barro, A. S. Maiga, A. Wereme et G. Sissoko, "Determination of recombination parameters in the base of a bifacial silicon solar cell under constant multispectral light", Phys. Chem. News. Pp. 56 76-84, 2010.

H. L. Diallo, A. S. Maiga, A. Wereme et G. Sissoko, "*New approach of both junction and back surface recombination velocities in a 3D modelling study of a polycrystalline silicon solar cell*", Eur. Phys. J. Appl. Phys. 42, pp. 203–211**,** 2008.

H. Mathieu et H. Fanet, "*Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*", 6ème Ed, Dunod, 2009.

I. Gaye, R. Sam, A. D. Seré, I. F. Barro, M. A. Ould El Moujtaba, R. Mané et G. Sissoko, "*Effect of irradiation on the transient response of a silicon solar cell*", International Journal of Emerging Trends and Technology in Computer Science (IJETTCS), 1, pp. 210-214, 2012.

J. H. Scofield, "*Effects of Series Resistance and Inductance on Solar Cell Admittance Measurements*", Sol. Energy Mater. Sol, **37** (2), pp. 217-233, May 1995.

J. L. Balenzategui et F. Chenlo, "*Measurement and analysis of angular response of bare and encapsulated silicon solar cells*" Sol. Energy Mater. Sol, 86, pp.53–83, 2005.

J. P. Colinge et C. A. Colinge, "*Physics of semiconductor devices*", Kluwer Academic Publishers, 2002.

J. Thongpron et K. Kirtikara, "*On Applicability of Using Basic Equipment and Frequency Response Analyzer in Determination of Dynamic Impedances of Silicon Solar Cells*", A Symposium of the XIV International Materials Research Congress-IMRC, 20-24, Cancun, Mexico August 2006.

K. W. böer, "*Introduction to Space Charge Effects in Semiconductors*", Springer-Verlag, 2010.

L. B. Pannalal, "*Signals, Systems and Controls*", New York: Intext Educational, 1973–1974.

P. Müllhaupt, "*Introduction à l'Analyse et à la Commande des Systèmes Non Linéaires*", Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 2009.

R. A. Kumar, "Studies on solar cell AC parameters", PhD Thesis, Indian Institute of Science, Bangaluru, India, 2004.

R. A. Kumar, M. S. Suresh et J. Nagaraju, "*Measurement of AC parameters of gallium arsenide (GaAs/Ge) solar cell by impedance spectroscopy*", IEEE Transactions on Electron Devices Vol. 48, No.9, pp. 2177–2179, 2001.

S. Mbodji, B. Mbow, F. I. Barro et G. Sissoko, "*A 3D model for thickness diffusion capacitance of emitter-base junction determination in a bifacial polycrystalline solar cell under real operating condition*", Turk. J. Phys. 35, pp. 281-291, 2011.

S. Mbodji, I. Ly, H. L. Diallo, M. M. Dione, O. Diasse et G. Sissoko, "*Modeling study of n+/p solar cell resistances from single I-V characteristic curve considering the junction recombination velocity (Sf)*", Semicond. Sci. Technol, 4(1), pp. 1-7, 2012.

S. R. Wenham, M.A. Green, M. E. Watt et R. Corkish, "*Applied Photovoltaics*", 2nd edition, ARC Centre for Advanced Silicon Photovoltaics and Photonics, 2007.

T. C. Hayes et P. Horowitz, "*The art of electronics/Traité de l'électronique analogique et numérique*", Vol 1, labo analogique, Publitronic/Elector, 2e édition, Mars 2000.

CHAPITRE IV

INTRODUCTION A L'ETUDE PHOTOTHERMIQUE DE LA PHOTOPILE A JONCTION VERTICALE

INTRODUCTION

Quand la photopile est éclairée, il y a génération, diffusion et recombinaison des porteurs minoritaires dans la base ; ces différents processus entrainent une variation de la température à l'intérieur de la photopile. Dans ce chapitre, nous étudierons d'une part, l'évolution de cette température au sein de la photopile lorsqu'il y a déplacement de porteurs minoritaires et d'autre part le flux de chaleur à travers cette photopile. Nous mettrons en exergue l'influence de la fréquence, de l'angle d'incidence, de la vitesse dynamique à la jonction, de la profondeur z et de la longueur d'onde sur cette variation de température et sur la densité du flux de chaleur.

IV.1 EQUATION DE CONTINUITE EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL

Lorsqu'une photopile est soumise à une excitation optique monochromatique modulée en fréquence, des porteurs minoritaires de charge (électrons) sont générés dans la photopile. Il s'ensuit une élévation de la température de la photopile du fait de la thermalisation (photons d'énergie inférieure ou supérieure au gap) et du mouvement des porteurs (essentiellement diffusion dans la base) **(A. Mandelis, 1989)**. Cette élévation de la température par rapport à la température d'équilibre du matériau est la conséquence d'un flux de chaleur qui se propage dans la photopile.

Pour une petite variation de température par rapport à la température initiale T_o, le flux thermique au sein de la photopile peut être décrit par l'équation (IV.1) **(A. Mandelis, 1989 ; V. S. Vikhrenko, 2011 ; M. Kaviany, 2011)** :

$$\alpha \cdot \frac{\partial^2 \Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t)}{\partial x^2} + \frac{G\,(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t)}{\rho \cdot c} = \frac{\partial \Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t)}{\partial t} \qquad \textbf{(IV.1)}$$

α est la diffusivité thermique du matériau, ρ sa masse volumique et c sa chaleur massique.

Les termes ΔT(x, t) et G(z, t), représentant respectivement la variation de température par rapport à la température initiale T_o et le taux de génération thermique en fonction du temps, s'écrivent (**A. Thiam, 2012; A. Mandelis, 1989** ; **A. Mandelis et al, 1989**) :

$$\Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t) = \Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \qquad \textbf{(IV.2)}$$

$$G(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t) = G(x,\omega,\theta,z,p,\lambda) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \qquad \textbf{(IV-3)}$$

ΔT(x) et G(z,θ) sont les composantes spatiales de la température et du taux de génération thermique.

Le terme $e^{i\omega t}$ représente la composante temporelle de la température et du taux de génération thermique. Cette composante temporelle a la même pulsation $\omega = 2\cdot\pi\cdot f$ que celle du faisceau optique incident à chaque instant t.

L'équation (IV-1) peut encore s'écrire :

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t)}{\partial x^2} - \sigma(\omega)^2 \Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t) = -\frac{G(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t)}{K} \qquad \textbf{(IV-4)}$$

avec

$$G(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t) = \alpha(\lambda)\cdot\phi(\lambda)\cdot(1-R(\lambda))\cdot\Delta E\cdot\cos(\theta)\cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot z}\cdot e^{-i\omega t} + \frac{E_g\cdot\delta(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t)}{\tau}\cdot\cos(\theta) \qquad \textbf{(IV-5)}$$

où $\sigma(\omega) = (j\cdot\omega/\alpha)^{1/2}$ est le coefficient de diffusion thermique complexe du matériau et $K = \alpha\cdot\rho\cdot c$ sa conductivité thermique ; $\Delta E = h\cdot\upsilon$ - Eg est la variation de l'énergie ; Eg est l'énergie de gap du silicium.

IV.1.1 Solution particulière de l'équation de continuité avec second membre

L'équation IV.4 peut se réécrire :

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda)}{\partial x^2} - \sigma(\omega)^2 \Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda) = -\frac{G(x,\omega,\theta,z,p,\lambda)}{K} \qquad \textbf{(IV-6)}$$

La solution particulière de l'équation IV.6 peut se mettre sous la forme :

$$\Delta T_1(x,\omega,\theta,z,p,\lambda) = \frac{Eg}{K\cdot\tau(\sigma(\omega)^2 - L(\omega)^{-2}}\left\{\begin{matrix} A(\omega)\cdot\cosh(\dfrac{x}{L(\omega)}) + \\ B(\omega)\cdot\sinh(\dfrac{x}{L(\omega)}) \end{matrix}\right\} + \frac{\alpha(\lambda)\cdot\phi(\lambda)\cdot(1-R(\lambda))}{K\cdot(\sigma(\omega)^2-\alpha(\lambda)^2)}\left\{\Delta E + \frac{EgL(\omega)^2}{D(\omega)\cdot\tau\cdot(1-\alpha(\lambda)^2 L(\omega)^2)}\right\}\cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot z} \qquad \textbf{(IV-7)}$$

IV.1.2 Solution générale de l'équation de continuité sans second membre

L'équation IV-6 sans second membre est donnée :

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda)}{\partial x^2} - \sigma(\omega)^2\cdot\Delta T(x,z) = 0 \qquad \textbf{(IV-8)}$$

La solution de l'équation IV-8 est alors :

$$\Delta T_2(x,\omega,\theta,z,p,\lambda) = C(\omega)\cdot\cosh(\sigma(\omega).x) + D(\omega)\cdot\sinh(\sigma(\omega).x) \qquad \textbf{(IV-9)}$$

La solution générale de l'équation de continuité est alors donnée par l'expression (IV-10) :

$$\Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda) = C(\omega)\cdot\cosh(\frac{x}{L(\omega)}) + D(\omega)\cdot\sinh(\frac{x}{L(\omega)}) + \frac{Eg}{K\cdot\tau\cdot(1-\alpha(\lambda)^2\cdot L(\omega)^2}\times$$

$$\begin{Bmatrix} A(\omega)\cdot\cosh(\frac{x}{L(\omega)}) \\ +B(\omega)\cdot\sinh(\frac{x}{L(\omega)}) \end{Bmatrix} + \frac{\alpha(\lambda)\cdot\phi(\lambda)\cdot(1-R(\lambda))}{K\cdot(\sigma(\omega)^2-\alpha(\lambda)^2)}\left\{\Delta E + \frac{Eg\cdot L(\omega)^2}{D(\omega)\cdot\tau\cdot(1-\alpha(\lambda)^2\cdot L(\omega)^2)}\right\}\cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot z} \quad \textbf{(IV-10)}$$

IV.1.3 Conditions aux limites

Les coefficients C et D sont déterminés à partir des conditions aux limites (VI-11) et (VI-12)

(**H. L. Diallo, 2008; H. Ly Diallo, 2012**):

A la jonction de la photopile (x = 0) :

$$\frac{\partial\Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda)}{\partial x}\Big|_{x=0} = Sf(p)\cdot\frac{Eg\delta(x=0,\omega)}{K} \quad \textbf{(IV-11)}$$

Au milieu de la base (x = H/2) :

$$\frac{\partial\Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda)}{\partial x}\Bigg|_{x=\frac{H}{2}} = 0 \quad \textbf{(IV-12)}$$

Dans la suite de notre travail, les hypothèses et conditions de fonctionnement restent inchangées ; nous ne considérerons que les modules des grandeurs phénoménologiques et électriques de la photopile.

L'échauffement de la photopile c'est-à-dire la variation de la température de la photopile est directement liée au flux de chaleur. Ce flux de chaleur est donné par la relation (VI-13) (**Y. Gillet** et **C. Bissieux, 1999**) :

$$\phi(x,\omega,\theta,z,p,\lambda) = -K\cdot\frac{\partial\Delta T(x,\omega,\theta,z,p,\lambda)}{\partial x} \quad \textbf{(IV-13)}$$

IV.2 PROFIL DE LA VARIATION DE TEMPERATURE ET DU FLUX DE CHALEUR

Nous étudions maintenant les variations de la température et de la densité de flux de chaleur dans la base en fonction de la profondeur suivant x. Nous ferons ressortir les effets de la fréquence de modulation, de l'angle d'incidence, de la profondeur z, de la vitesse dynamique à la jonction et de la longueur d'onde sur les deux grandeurs précitées.

IV.2.1 Effet de la fréquence

Nous représentons sur la figure IV.1, la variation de la température au sein de la photopile en fonction de la profondeur x pour différentes fréquences angulaires.

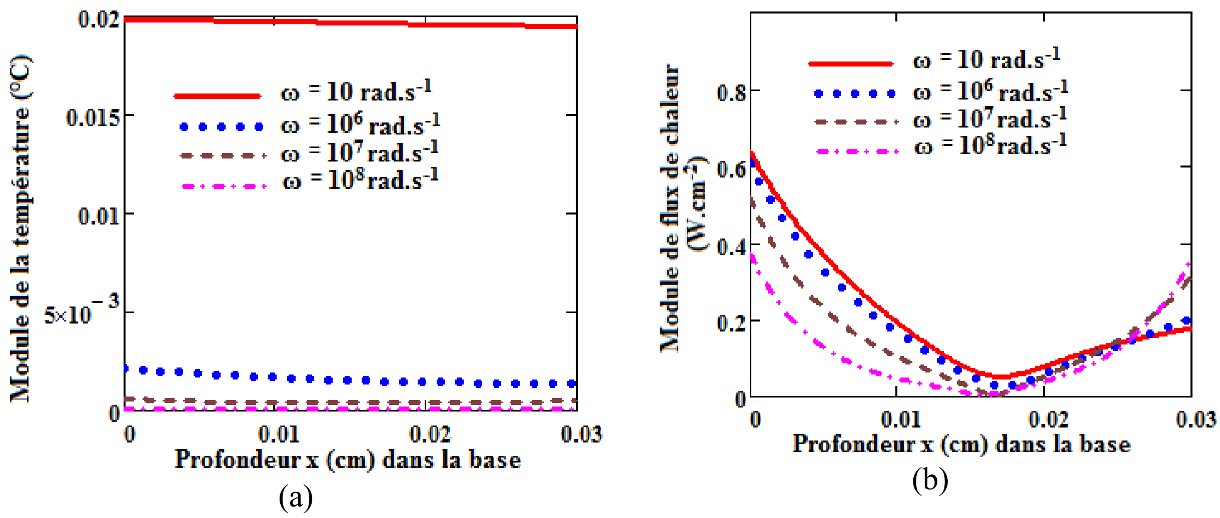


Figure IV.1 : Modules de la variation de la température (a) et du flux de chaleur (b) au sein de la photopile en fonction de la profondeur x pour différentes fréquences de modulation.

$\lambda = 0.5\mu m$, $H = 0.03cm$, $L_0 = 0.02cm$, $D_0 = 26cm^2/s$, $\theta = 48.2°$, $z = 0.0001cm$, $Sf = 3.10^3 cm.s^{-1}$.

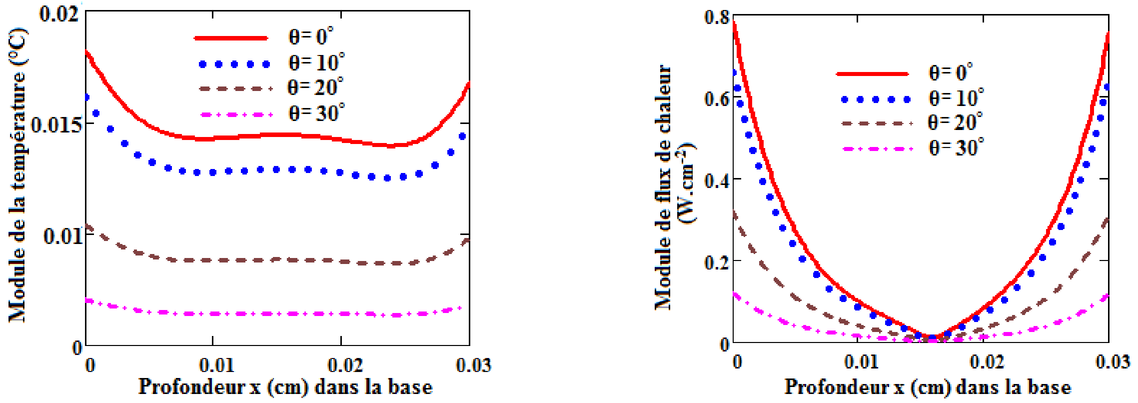
Cette figure nous montre que la variation de température est plus importante au voisinage de la jonction ; en effet, compte tenu de la thermalisation et du processus de diffusion dans la photopile, la température moyenne de la photopile va augmenter, mais cette augmentation sera plus importante vers la jonction puisque le flux de porteurs y sera le plus grand. Le profil de la densité de flux de chaleur (Figure IV.1.b) confirme cette analyse.

On peut prédire donc que plus on s'approche du fonctionnement de court-circuit (Sf très grand), plus la variation de température sera importante dans la base mais encore plus au voisinage de la jonction.

Lorsque la fréquence de fonctionnement augmente, il y a non seulement peu de génération mais en plus, de moins en moins de déplacement de porteurs puisque le coefficient de diffusion diminue fortement avec cette fréquence de modulation : on peut ainsi observer une diminution de la variation de température.

IV.2.2 Effet de l'angle d'incidence

Nous représentons sur la figure IV.2, la variation de la température et du flux de chaleur au sein de la photopile sous éclairement monochromatique, en fonction de la profondeur x, pour différents angles d'incidence.



(a) (b)

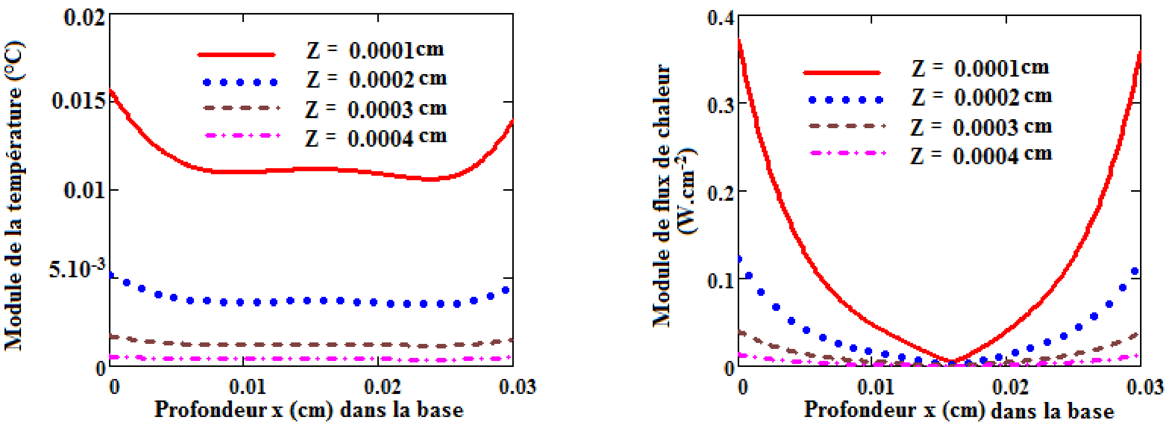
Figure IV.2 : Modules de la variation de la température (a) et du flux de chaleur (b) au sein de la photopile en fonction de la profondeur x pour différents angles d'incidence.

$\lambda = 0.5\mu m$, $H = 0.03cm$, $L_0 = 0.02cm$, $D_0 = 26cm^2/s$, $z = 0.0001cm$, $\omega=10^5 rad/s$, $Sf = 3.10^3 cm.s^{-1}$.

Nous pouvons observer qu'effectivement les variations de température sont plus fortes au voisinage des jonctions ; lorsque l'angle d'incidence augmente, l'intensité lumineuse diminue ce qui fait que la densité de porteurs diminue au même rythme. Cette diminution de la densité de porteurs au sein du matériau entraîne une diminution de l'échauffement de la photopile : c'est ce que nous montre la figure ci-dessus. On peut bien voir que la densité de flux de chaleur est directement liée à l'échauffement comme le montre le profil à la figure IV.2.b.

IV.2.3 Effet de la profondeur z

Nous avons représenté sur la figure IV.3 la variation de la température et du flux de chaleur au sein de la photopile sous éclairement monochromatique en fonction de la profondeur x, pour différentes profondeurs z.



(a) (b)

Figure IV.3 : Modules de la variation de la température (a) et du flux de chaleur (b) au sein de la photopile en fonction de la profondeur x pour différentes profondeurs z.

$\lambda = 0.5\mu m$, $H = 0.03cm$, $L_0 = 0.02cm$, $D_0 = 26cm^2/s$, $\theta = 48.2°$, $\omega=10^5 rad/s$, $Sf = 3.10^3 cm.s^{-1}$.

Nous obtenons toujours la plus grande variation de température et du flux de chaleur au voisinage des jonctions ; la variation de température diminue lorsqu'on pénètre davantage dans la photopile suivant l'axe d'éclairement.

En effet, puisque la face éclairée est le plan des z = 0, l'échauffement produit au niveau de ce plan y est la plus importante ; plus on s'éloigne du plan d'éclairement et moins il y a échauffement de la photopile.

Cette figure montre également que l'échauffement produit directement par l'éclairement reste assez superficiel **(A. Mandelis, 1989)** car on passe pratiquement du simple au centième entre (z = 0,0001cm) et (z = 0,0002cm). A cela il faut ajouter aussi le fait que si z augmente, l'absorption se fait de moins en moins, suivant la loi de Beer-Lambert, conduisant à une moindre génération de porteurs.

IV.2.4 Effet de la vitesse dynamique

Nous avons représenté à la figure IV.4, la variation de la température et du flux de chaleur correspondant au sein de la photopile sous éclairement monochromatique en fonction de la profondeur x, pour différentes vitesses dynamique à la jonction.

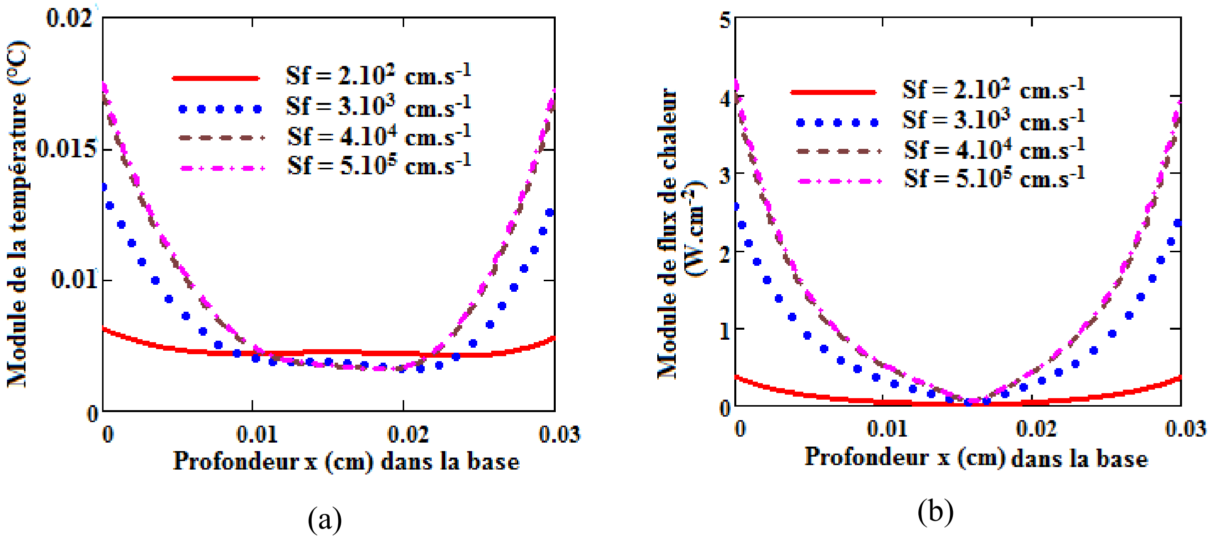


Figure IV.4 : Modules de la variation de la température (a) et du flux de chaleur (b) au sein de la photopile en fonction de la profondeur x pour différentes vitesses dynamique à la jonction.
$\lambda = 0.5\mu m$, $H = 0.03cm$, $L_0 = 0.02cm$, $D_0 = 26cm^2/s$, $\theta = 48.2°$, $\omega = 10^5 rad/s$, $z = 0.0001cm$.

Nous pouvons constater que plus la vitesse dynamique à la jonction est grande plus l'amplitude de la variation de la température et du flux de chaleur sont élevés. En effet, la vitesse dynamique à la jonction Sf caractérisant le flux des porteurs minoritaires à travers la jonction, lorsque Sf augmente ce flux augmente entrainant ainsi un échauffement plus important au voisinage de la jonction et donc une densité de flux de chaleur plus grande. Cet excès de température aura comme effet de diminuer le rendement de conversion de la photopile à partir d'un certain rang.

IV.2.5 Effet de la longueur d'onde

La figure IV.5 montre le profil de la variation de température et du flux de chaleur au sein de la photopile sous éclairement monochromatique en fonction de la profondeur x, pour différentes longueurs d'onde.

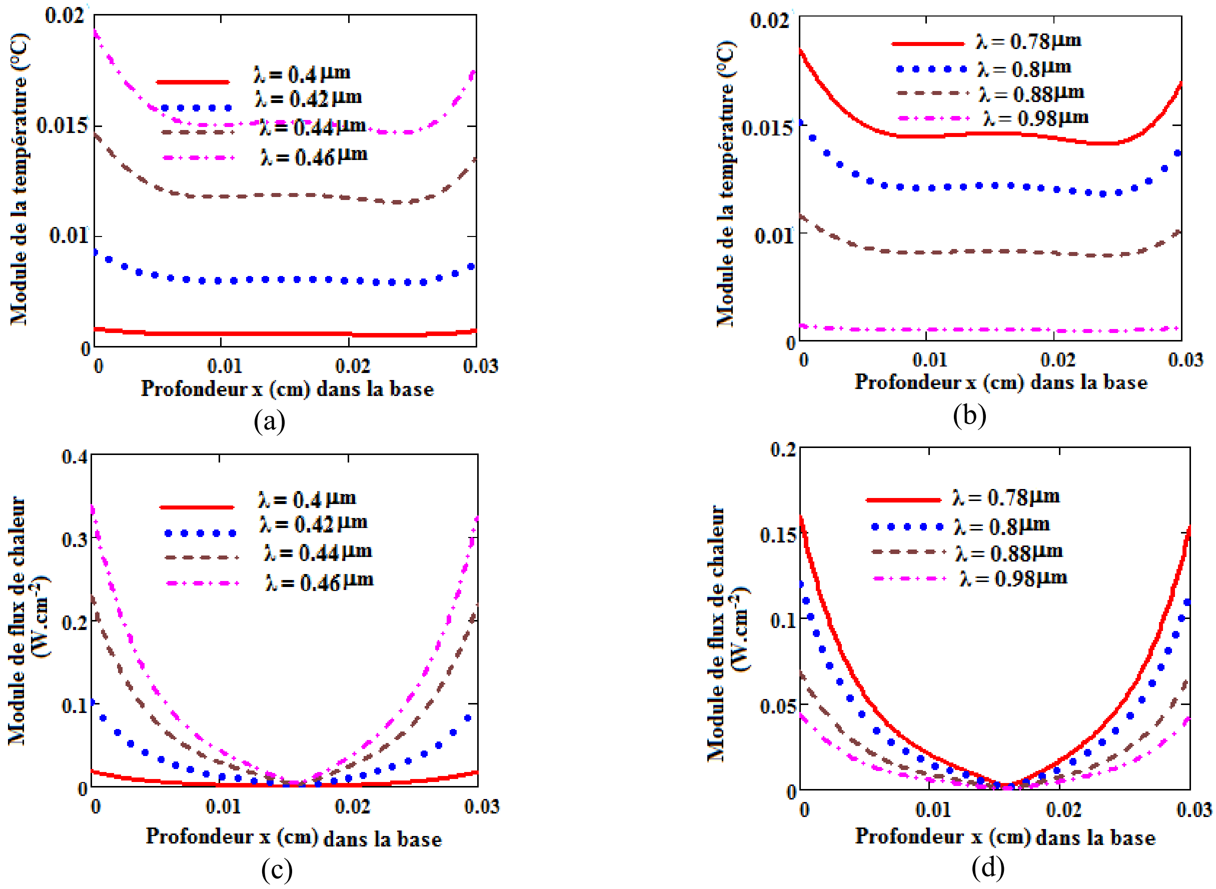


Figure IV.5 : Modules de la variation de la température (a, b) et du flux de chaleur (c, d) au sein de la photopile en fonction de la profondeur x pour différentes fréquences de modulation.
H = 0.03cm, L_0 = 0.02cm, D_0 = 26cm²/s, θ = 48.2°, ω = 10^5rad/s, z = 0.0001cm, Sf = 3.10^3cm.s^{-1}.

Pour les faibles longueurs d'onde [0,4µm – 0,7µm], la variation de température (respectivement la densité de flux de chaleur) augmente avec la longueur d'onde tandis que pour les grandes longueurs d'onde [0,8µm – 1,1µm] c'est l'effet contraire.

Dans le domaine des courtes longueurs d'onde, l'énergie augmente avec la longueur d'onde ; cela signifie donc que dans cette gamme, l'énergie transportée par l'excitation augmente c'est-à-dire que l'énergie communiquée à la photopile va augmenter avec la longueur d'onde. L'échauffement de la photopile va donc augmenter avec la longueur d'onde dans la gamme des courtes longueurs d'onde.

Avec les grandes longueurs d'onde, l'énergie diminue avec la longueur d'onde et on observe une diminution de l'énergie transmise et donc de l'échauffement avec la longueur d'onde.

CONCLUSION

La variation de la température et du flux de chaleur en fonction de la profondeur x ont été étudiés et ceci pour différents paramètres tels que la fréquence angulaire, l'angle d'inclinaison, la profondeur z, la vitesse dynamique à la jonction et la longueur d'onde. L'étude montre que la température et donc le flux de chaleur sont plus élevés au voisinage de la jonction en diminuant en profondeur dans la base.

La température et le flux de chaleur diminuent avec l'augmentation de la fréquence angulaire, de l'angle d'incidence, de la profondeur suivant z et dans la gamme des grandes longueurs d'onde tandis que l'on a l'effet contraire avec la vitesse dynamique à la jonction et dans la gamme des courtes longueurs d'onde.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A. Mandelis, "*Coupled ac photocurrent and photothermal reflectance response theory of semiconducting p-n junctions: I"*, J. Appl. Phys. **66** (11), pp. 5572 - 5583, 1989.

A. Mandelis, A. A. Ward et K.T. Lee, "*Combined AC Photocurrent and Photothermal Reflectance Measurements in Semiconducting p n Junctions. II*", J. Appl. Phys. **66** (11), pp. 5584 - 5593, December 1989.

A. Thiam, M. Zoungrana, H. Ly Diallo, A Diao, N. Thiam, S. Gueye, M.M. Deme, M. Sarr et G. Sissoko, "*Influence of Incident Illumination Angle on Capacitance of a Silicon Solar Cell under Frequency Modulation*", Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol., 5(04), pp. 1123-1128, 2012.

H. Ly. Diallo, B. Dieng, I. Ly, M. M. Dione, M. Ndiaye, O. H. Lemrabott, Z. N. Bako, A. Wereme et G. Sissoko, "*Determination of the Recombination and Electrical Parameters of a Vertical Multijunction Silicon Solar Cell"*, Res. J. Appl. Sci. Eng. Technol., 4(16), pp. 2626-2631, 2012.

H. L. Diallo, A. Seïdou Maiga, A. Wereme et G. Sissoko, "*New approach of both junction and back surface recombination velocities in a 3D modelling study of a polycrystalline silicon solar cell*", Eur. Phys. J. Appl. Phys. 42, pp. 203-211, June 2008.

M. Kaviany, "*Essentials of heat transfer: Principles, materials, and applications"*, Cambridge University Press, 2011.

V. S. Vikhrenko, "*Heat Transfer – Engineering Applications"*, Intech, 2011.

Y. Gillet et **C. Bissieux**, "*Diffusion harmonique de la chaleur appliquée au contrô1e non destructif par méthode photothermique*", Int. J. Therm. Sci. 38, pp. 530-540, 1999.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons fait une étude théorique en modélisation à une dimension d'une photopile à jonction verticale sous éclairement monochromatique en modulation de fréquence. Après avoir établi les expressions du coefficient de diffusion complexe et de la longueur de diffusion en régime dynamique fréquentiel, nous avons montré que le coefficient de diffusion et la longueur de diffusion diminuent avec la fréquence de modulation. L'établissement puis la résolution de l'équation de continuité nous ont permis de déterminer l'expression de la densité des porteurs de charge minoritaires en excès dans la base. A partir de cette densité de porteurs minoritaires en excès, les expressions de la densité de photocourant et de la phototension ont été établies. Les effets de la fréquence de modulation, de l'angle d'incidence, de la profondeur suivant z, de la vitesse dynamique à la jonction et de la longueur d'onde sur ces grandeurs ont pu être examinés. La puissance électrique disponible, le facteur de forme et le rendement de conversion photovoltaïque ont été étudiés et nous avons fait ressortir l'influence des principaux paramètres de fonctionnement de la photopile.

L'analyse de la caractéristique I-V nous a permis de déterminer et d'étudier les résistances série et shunt pour différents angles d'incidence, différentes profondeurs suivant la verticale, différentes vitesses dynamique à la jonction et différentes longueurs d'onde. Cette même étude a été portée sur la capacité de la photopile. Il ressort de notre étude que tous ces paramètres n'ont pas un impact positif sur la qualité de la photopile.

La technique de spectroscopie d'impédance et le diagramme de Bode nous ont permis, non seulement d'analyser le comportement électrique (résistif, inductif ou capacitif) de la photopile mais également de proposer (et ce pour la première fois) deux modèles électriques équivalents pour la photopile à jonction verticale en régime dynamique fréquentiel. Par la suite, à travers le diagramme de Nyquist, les paramètres associés à ces modèles électriques sont déterminés (résistance série, résistance parallèle, inductance et capacité équivalente).

Le comportement thermique de la photopile a été examiné ; pour cela nous avons établi l'expression du flux de chaleur au sein de la photopile lorsque celle-ci est éclairée. Ce flux est directement relié au phénomène de photogénération dans la photopile, ce qui nous permet de montrer comment le comportement thermique de la photopile est relié aux paramètres intrinsèques de fonctionnement de la photopile (vitesses dynamique à la jonction des porteurs, taux génération de porteurs, etc.) à la nature du matériau entre autres.

La détermination des différents paramètres associés à la photopile a été faite essentiellement de manière manuelle dans ce travail ; on peut envisager une automatisation de ce processus aboutissant à un banc de caractérisation informatisé. La prise en compte du dopage de la base, la contribution de l'émetteur et de la zone de charge d'espace pourraient également être envisagée dans un modèle unidimensionnel, bidimensionnel ou tridimensionnel. L'étude de l'influence de l'irradiation sur la photopile à jonction verticale serait également intéressante, surtout pour les applications spatiales. Nous pouvons aussi examiner l'effet d'un champ magnétique constant ou variable, l'effet de l'introduction des puits quantiques ou alors l'influence du champ magnétique sur les photopiles à puits quantiques, ceci en vue de la conception et la modélisation de photopile à puits quantiques ou de photopiles organiques.

ANNEXES

A. ANNEXE MATHEMATIQUE

I- Calcul du coefficient de diffusion de la photopile en régime dynamique fréquentiel

La relation fondamentale de la dynamique nous permet de déterminer l'expression de la vitesse des porteurs minoritaires. Ainsi lorsqu'on connaît la vitesse des porteurs minoritaires, on pourra déduire la mobilité. Le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires est déduit à partir de la relation d'EINSTEIN.

On suppose :

- $\vec{E} = \overrightarrow{E_0} \cdot \exp(-j\omega t)$ est le champ électromagnétique de l'onde lumineuse
- $\vec{v} = \overrightarrow{v_0} \cdot \exp(-j\omega t)$ est la vitesse des porteurs minoritaires

I.1 Relation fondamentale de la dynamique :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} \cdot \vec{E} + \frac{q}{m} \cdot \vec{v} \wedge \vec{B} - \frac{\vec{v}}{\tau} \qquad \textbf{(1)}$$

$$-j\omega\vec{v}_0 = \frac{q}{m} \cdot \overrightarrow{E_0} + \frac{q}{m} \cdot \vec{v}_0 \wedge \vec{B} - \frac{\overrightarrow{v_0}}{\tau} \qquad \textbf{(2)}$$

$$\frac{\overrightarrow{v_0}}{\tau} - j\omega\vec{v}_0 = \frac{q}{m} \cdot \overrightarrow{E_0} + \frac{q}{m} \cdot \vec{v}_0 \wedge \vec{B} \qquad \textbf{(3)}$$

$$\left(\frac{1 - j\omega\tau}{\tau}\right)\vec{v}_0 = \frac{q}{m} \cdot \overrightarrow{E_0} + \frac{q}{m} \cdot \vec{v}_0 \wedge \vec{B} \qquad \textbf{(4)}$$

- *m* est la masse effective de l'électron
- τ désigne le temps moyen au bout duquel la vitesse s'annule
- *q* est la charge élémentaire de l'électron

$$\vec{v}_0 = \frac{q}{m}\left(\frac{\tau}{1-j\omega\tau}\right)\cdot\overrightarrow{E_0} + \frac{q}{m}\left(\frac{\tau}{1-j\omega\tau}\right)\cdot\vec{v}_0 \wedge \vec{B} \qquad \textbf{(5)}$$

On pose $\mu = \frac{q \cdot \tau}{m}$ la mobilité de l'électron

$$\vec{v}_0 = \frac{\mu}{1-j\omega\tau}\cdot\overrightarrow{E_0} + \frac{\mu}{1-j\omega\tau}\cdot\vec{v}_0 \wedge \vec{B} \qquad \textbf{(6)}$$

On pose : $\overrightarrow{A_1} = \frac{\mu}{1-j\omega\tau}\cdot\overrightarrow{E_0}$ et $\overrightarrow{A_2} = \frac{\mu}{1-j\omega\tau}\cdot\vec{B}$

La vitesse peut réécrite sous la forme :

$$\vec{v}_0 = \overrightarrow{A_1} + \vec{v}_0 \wedge \overrightarrow{A_2} \qquad \textbf{(7)}$$

Nous allons maintenant utiliser les propriétés du calcul vectoriel. A_1 et A_2 et sont colinéaires car le choix de la direction du champ magnétique est perpendiculaire à la direction du champ électromagnétique.

- ✓ D'abord en appliquant le produit scalaire

$$\vec{v}_0 \bullet \overrightarrow{A_2} = \overrightarrow{A_1} \bullet \overrightarrow{A_2} + \left(\vec{v}_0 \wedge \overrightarrow{A_2}\right) \bullet \overrightarrow{A_2} \qquad \textbf{(8)}$$

Or $\overrightarrow{A_1} \bullet \overrightarrow{A_2} = 0$ car $\overrightarrow{A_1}$ perpendiculaire à $\overrightarrow{A_2}$ et $\left(\vec{v}_0 \wedge \overrightarrow{A_2}\right) \bullet \overrightarrow{A_2} = \vec{v}_0 \bullet \left(\overrightarrow{A_2} \wedge \overrightarrow{A_2}\right) = 0$

Donc $\vec{v}_0 \bullet \overrightarrow{A_2} = 0$

En suite appliquons le produit vectoriel

$$\vec{v}_0 \wedge \overrightarrow{A_2} = \overrightarrow{A_1} \wedge \overrightarrow{A_2} + \left(\vec{v}_0 \wedge \overrightarrow{A_2}\right) \wedge \overrightarrow{A_2} \quad \textbf{(9)}$$

En remplaçant dans les équations

$$\vec{v}_0 = \overrightarrow{A_1} + \overrightarrow{A_1} \wedge \overrightarrow{A_2} + \left(\vec{v}_0 \wedge \overrightarrow{A_2}\right) \wedge \overrightarrow{A_2} \quad \textbf{(10)}$$

Or $\left(\vec{v}_0 \wedge \overrightarrow{A_2}\right) \wedge \overrightarrow{A_2} = \left(\overrightarrow{A_2} \wedge \overrightarrow{A_2}\right) \wedge \vec{v}_0 = \left(\overrightarrow{A_2} \wedge \vec{v}_0\right) \wedge \overrightarrow{A_2}$

Et $\left(\overrightarrow{A_2} \wedge \vec{v}_0\right) \wedge \overrightarrow{A_2} = \left(\overrightarrow{v_0} \bullet \overrightarrow{A_2}\right) \times \overrightarrow{A_2} - A_2^2 \times \overrightarrow{v_2}$

En remplaçant dans les équations

$$\vec{v}_0 = \overrightarrow{A_1} + \overrightarrow{A_1} \wedge \overrightarrow{A_2} + \left(\overrightarrow{v_0} \bullet \overrightarrow{A_2}\right) \times \overrightarrow{A_2} - A_2^2 \times \overrightarrow{v_2} \quad \textbf{(11)}$$

$$\left(1 + -A_2^2\right)\vec{v}_0 = \overrightarrow{A_1} + \overrightarrow{A_1} \wedge \overrightarrow{A_2} + \left(\overrightarrow{v_0} \bullet \overrightarrow{A_2}\right) \times \overrightarrow{A_2} \quad \textbf{(12)}$$

Donc $\left(1 + -A_2^2\right)\vec{v}_0 = \overrightarrow{A_1} + \overrightarrow{A_1} \wedge \overrightarrow{A_2}$ puisque $\overrightarrow{v_0} \bullet \overrightarrow{A_2} = 0$

$$\vec{v}_0 = \frac{\overrightarrow{A_1}}{\left(1 + -A_2^2\right)} + \frac{\overrightarrow{A_1} \wedge \overrightarrow{A_2}}{\left(1 + -A_2^2\right)} \quad \textbf{(13)}$$

On retrouve :

$$\vec{v}_0 = \frac{\frac{\mu}{1 - j\omega\tau} \cdot \overrightarrow{E_0}}{\left[1 + \left(\frac{\mu}{1 - j\omega\tau} \cdot B\right)^2\right]} + \frac{\frac{\mu}{1 - j\omega\tau} \cdot \overrightarrow{E_0} \wedge \frac{\mu}{1 - j\omega\tau} \cdot \vec{B}}{\left[1 + \left(\frac{\mu}{1 - j\omega\tau} \cdot B\right)^2\right]} \quad \textbf{(14)}$$

$$\vec{v}_0 = \frac{\mu \cdot \overrightarrow{E_0}}{(1 - j\omega\tau) \cdot \left[1 + \left(\frac{\mu}{1 - j\omega\tau} \cdot B\right)^2\right]} + \frac{\mu^2 \cdot \overrightarrow{E_0} \wedge \vec{B}}{(1 - j\omega\tau)^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{\mu}{1 - j\omega\tau} \cdot B\right)^2\right]} \tag{15}$$

On pose $\omega_p = \frac{q \cdot B}{m}$ puisque $\mu_0 = \frac{q \cdot \tau}{m}$ donc $\mu_0 \cdot B = \omega_p \cdot \tau$

ω_p est la pulsation cyclotronique (La fréquence cyclotronique ω_p correspond à la fréquence angulaire de rotation d'une particule de charge *q* et de masse *m* plongée dans un champ magnétique uniforme B).

Ce qui donne :

$$\vec{v}_0 = \frac{\mu \cdot \overrightarrow{E_0}}{(1 - j\omega\tau) \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega_p \cdot \tau}{1 - j\omega\tau}\right)^2\right]} + \frac{\mu^2 \cdot \overrightarrow{E_0} \wedge \vec{B}}{(1 - j\omega\tau)^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega_p \cdot \tau}{1 - j\omega\tau}\right)^2\right]} \tag{16}$$

Or $\vec{v}_p = \frac{\mu \cdot \overrightarrow{E_0}}{(1 - j\omega\tau) \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega_p \cdot \tau}{1 - j\omega\tau}\right)^2\right]}$ Composante parallèle de la vitesse

$\vec{v}_n = \frac{\mu^2 \cdot \overrightarrow{E_0} \wedge \vec{B}}{(1 - j\omega\tau)^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega_p \cdot \tau}{1 - j\omega\tau}\right)^2\right]}$ Composante normale de la vitesse

L'énergie dépensée par les porteurs minoritaires pour se déplacer correspond à l'énergie relative au mouvement parallèle i.e. suivant E.

$$\overrightarrow{v_0} = \vec{v}_p = \frac{\mu \cdot \overrightarrow{E_0}}{(1 - j\omega\tau) \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega_p \cdot \tau}{1 - j\omega\tau} \right)^2 \right]} \quad \textbf{(17)}$$

En réduisant au même dénominateur, on a :

$$\overrightarrow{v_0} = \frac{(1 - j\omega\tau) \cdot \mu \cdot \overrightarrow{E_0}}{\left[(1 - j\omega\tau)^2 + (\omega_p \cdot \tau)^2 \right]} \quad \textbf{(18)}$$

$$\overrightarrow{v_0} = \frac{\mu \cdot \left\{ 1 + \tau^2 \cdot (\omega_p^2 + \omega^2) - j\omega \cdot \tau \cdot \left[\tau^2 \cdot (\omega_p^2 - \omega^2) - 1 \right] \right\}}{4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2 + \left[1 + \tau^2 \cdot (\omega_p^2 - \omega^2) \right]^2} \cdot \overrightarrow{E_0} \quad \textbf{(19)}$$

Cette même équation peut être réécrite sous la forme :

$$\overrightarrow{v_0} = \mu(\omega) \cdot \overrightarrow{E_0} \quad \textbf{(20)}$$

On en déduit que :

$$\mu(\omega) = \frac{\mu \cdot \left\{ 1 + \tau^2 \cdot (\omega_p^2 + \omega^2) - j\omega \cdot \tau \cdot \left[\tau^2 \cdot (\omega_p^2 - \omega^2) - 1 \right] \right\}}{4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2 + \left[1 + \tau^2 \cdot (\omega_p^2 - \omega^2) \right]^2} \quad \textbf{(21)}$$

La relation d'EINSTEIN **(11)** nous permet de déduire l'expression du coefficient de diffusion.

I.2 La relation d'EINSTEIN donne :

$$\frac{D(\omega)}{\mu(\omega)} = \frac{K \cdot T}{q} \Rightarrow D(\omega) = \frac{K \cdot T}{q} \cdot \mu(\omega) \quad \textbf{(22)}$$

Avec $\mu = \dfrac{q}{K \cdot T} \cdot D_0$

I.3 Le coefficient de diffusion

$$D(\omega) = D_0 \cdot \frac{\left\{1 + \tau^2 \cdot \left(\omega_p^2 + \omega^2\right) - j\omega \cdot \tau \cdot \left[\tau^2 \cdot \left(\omega_p^2 - \omega^2\right) - 1\right]\right\}}{4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2 + \left[1 + \tau^2 \cdot \left(\omega_p^2 - \omega^2\right)\right]^2} \qquad \textbf{(23)}$$

Puisque le champ magnétique n'a pas été pris en compte dans ce travail, on a :

$$D(\omega) = D_0 \cdot \frac{\left[1 + \tau^2 \cdot \omega^2 + j\omega \cdot \tau \cdot \left(\tau^2 \cdot \omega^2 + 1\right)\right]}{4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2 + \left(1 - \tau^2 \cdot \omega^2\right)^2} \qquad \textbf{(24)}$$

I.4 La longueur de diffusion

Notons la relation :

$$L_0^2 = D_0 \cdot \tau \qquad \textbf{(25)}$$

A partir de l'équation de continuité, on a :

$$\frac{1}{L^2(\omega)} = \frac{1}{\tau \cdot D(\omega)} \times (1 - j\omega\tau) \qquad \textbf{(26)}$$

$$L^2(\omega) = \frac{D_0 \cdot \tau}{\left(1 - j\omega\tau\right)} \cdot \left\{ \frac{\left\{1 + \tau^2 \cdot \omega^2 + j\omega \cdot \tau \cdot \left(\tau^2 \cdot \omega^2 + 1\right)\right\}}{4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2 + \left(1 - \tau^2 \cdot \omega^2\right)^2} \right\} \qquad \textbf{(27)}$$

$$L(\omega) = L_0 \cdot \sqrt{\frac{\left[\left(1 - \tau^2 \cdot \omega^2\right) + 2j\omega\tau\right]}{\left[4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2 + \left(1 - \tau^2 \cdot \omega^2\right)^2\right]}} \qquad \textbf{(28)}$$

II- DENSITE DE PORTEURS MINORITAIRES DE CHARGES EN EXCES DANS LA BASE DE LA PHOTOPILE A JONCTION VERTICALE

II.1 Equation de diffusion des porteurs de charges minoritaires en excès dans la base :

$$D(\omega)\cdot\frac{\partial^2\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\partial x^2}-\frac{\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\tau}=-G(z,\theta,t)+\frac{\partial\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\partial t} \quad \textbf{(29)}$$

Où $\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)$ est la densité des porteurs minoritaires dans la base qui peut s'écrire sous la forme :

$$\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)=\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\exp(-j\omega\cdot t) \quad \textbf{(30)}$$

Avec $\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)$ la composante spatiale et $\exp(-j\omega\cdot t)$ la composante temporelle. G(z,θ,λ,t) est le taux de génération donné par l'expression :

$$G(z,\theta,\lambda,t)=g(z,\theta,\lambda)\cdot\exp(-j\omega\cdot t) \quad \textbf{(31)}$$

Avec $g(z,\theta,\lambda)$ la composante suivant z et $\exp(-j\omega\cdot t)$ la composante temporelle

Où

$$g(z,\theta,\lambda)=\alpha_t(\lambda)\cdot(1-R_t(\lambda))\cdot\phi_t\cdot\exp(-\alpha_t\cdot z)\cdot\cos(\theta) \quad \textbf{(32)}$$

$\alpha_t(\lambda)$ est le coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ; $R_t(\lambda)$ est le coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde λ; H l'épaisseur de la photopile.

Lorsque nous dérivons l'équation (29) rap rapport au temps, nous obtenons :

$$\frac{\partial^2\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\partial x^2}-\frac{\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{D(\omega)\cdot\tau}=-\frac{G(z,\theta,t}{D(\omega)}-\frac{j\omega\cdot\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{D(\omega)} \quad \textbf{(33)}$$

En introduisant les équations (2), (3) et (4) dans (1), on peut éliminer la partie temporelle et nous obtenons l'équation :

$$\frac{\partial\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x^2}-\left(\frac{1}{D(\omega)\cdot\tau}-\frac{j\omega}{D(\omega)}\right)\cdot\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=-\frac{g(z,\theta,\lambda)}{D(\omega)} \quad \textbf{(34)}$$

$$\frac{\partial\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x^2}-\frac{1}{D(\omega)\cdot\tau}\cdot(1-j\omega\tau)\cdot\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=-\frac{g(z,\theta,\lambda)}{D(\omega)} \quad \textbf{(35)}$$

Et nous posons : $\frac{1}{L^2(\omega)}=\frac{(1-j\omega\tau)}{D(\omega)\cdot\tau}$

En fin, nous obtenons une équation de continuité qui ne dépend pas du temps :

$$\frac{\partial\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x^2}-\frac{\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{L^2(\omega)}=-\frac{g(z,\theta,\lambda)}{D(\omega)} \quad \textbf{(36)}$$

II.2 Solution de l'équation différentielle (10)

La solution générale de l'équation (10) s'écrit sous la forme

$$\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\delta_1(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)+\delta_2(\theta,z,\lambda) \quad \textbf{(37)}$$

$\delta_1(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)$ la solution générale de l'équation sans second membre et $\delta_2(\theta,z,\lambda)$ est la solution particulière de l'équation avec second membre.

- **Solution générale de l'équation sans second membre :**

L'équation caractéristique est : $r^2 - 1/L^2(\omega) = 0$

$$\delta_1(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=A_1\cdot\exp\left(\frac{x}{L(\omega)}\right)+B_1\cdot\exp\left(-\frac{x}{L(\omega)}\right) \quad \textbf{(38)}$$

$$\delta_1(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=A_1\cdot\cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right)+B_1\cdot\cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right)+A_1\cdot\sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right)-B_1\cdot\sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \quad \textbf{(39)}$$

$$\delta_1(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=(A_1+B_1)\cdot\cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right)+(A_1-B_1)\cdot\sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \quad \textbf{(40)}$$

En posant A = $A_1 + B_1$ et B = $A_1 - B_1$

$$\delta_1(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = A\cdot\cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + B\cdot\sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \tag{41}$$

- **Solution particulière de l'équation avec second membre**

$$\delta_2(z,\theta,\lambda) = cste.\exp(-\alpha.z) \tag{42}$$

En remplaçant (7) dans (1) on obtient une équation qui permet de calculer A.

On trouve $cste = \frac{L^2(\omega)}{D(\omega)}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta$

$$\delta_2(z,\theta,\lambda) = \frac{L^2(\omega)}{D(\omega)}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z) \tag{43}$$

II.3 Expression de la densité des porteurs de charges.

$$\begin{aligned}\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = A\cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + B\sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right)\\ +\frac{L^2(\omega)}{D(\omega)}\cdot\alpha_t(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\exp(\alpha_t\cdot z)\cdot\cos(\theta)\end{aligned} \tag{44}$$

II.4 Détermination des constantes A et B.

Pour déterminer A et B on utilise les conditions aux limites

– A la jonction de la photopile (x = 0) :

$$D(\omega)\cdot\left.\frac{\partial\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x}\right|_{x=0} = Sf\cdot\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\big|_{x=0} \tag{45}$$

$$D(\omega)\cdot\frac{1}{L(\omega)}\cdot B = S_f\cdot A + S_f\cdot\frac{L^2(\omega)}{D(\omega)}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z) \tag{46}$$

$$B = \frac{L(\omega)}{D(\omega)} S_f \cdot A + S_f \cdot \frac{L^3(\omega)}{D^2(\omega)} \cdot \alpha_t \cdot (1 - R_t) \cdot \phi_t \cdot \cos\theta . \exp(-\alpha . z) \tag{47}$$

– Au milieu de la base(x = H/2) :

$$D(\omega) \cdot \left. \frac{\partial \delta(x, \omega, \theta)}{\partial x} \right|_{x = \frac{H}{2}} = 0 \tag{48}$$

$$A \cdot \frac{D(\omega)}{L(\omega)} \cdot \sinh\left(\frac{H}{2 \cdot L(\omega)} \right) + B \cdot \frac{D(\omega)}{L(\omega)} \cdot \cosh\left(\frac{H}{2 \cdot L(\omega)} \right) = 0 \tag{49}$$

$$B = -A \cdot \frac{\sinh\left(\frac{H}{2 \cdot L(\omega)} \right)}{\cosh\left(\frac{H}{2 \cdot L(\omega)} \right)} = -A \tanh\left(\frac{H}{2 \cdot L(\omega)} \right) \tag{50}$$

En égalisant (47) et (50), on a :

$$\frac{L(\omega)}{D(\omega)} S_f \cdot A + S_f \cdot \frac{L(\omega)^3}{D(\omega)^2} \cdot \alpha_t \cdot (1 - R_t) \cdot \phi_t \cdot \cos\theta . \exp(-\alpha . z) = -A \tanh\left(\frac{H}{2 \cdot L(\omega)} \right) \tag{51}$$

$$A \left[\frac{L(\omega)}{D(\omega)} S_f + \tanh\left(\frac{H}{2 \cdot L(\omega)} \right) \right] = -S_f \cdot \frac{L(\omega)^3}{D(\omega)^2} \cdot \alpha_t \cdot (1 - R_t) \cdot \phi_t \cdot \cos\theta . \exp(-\alpha . z) \tag{52}$$

$$A = \frac{-S_f \cdot \frac{L(\omega)^3}{D(\omega)^2} \cdot \alpha_t \cdot (1 - R_t) \cdot \phi_t \cdot \cos\theta . \exp(-\alpha . z)}{\frac{L(\omega)}{D(\omega)} S_f + \tanh\left(\frac{H}{2 \cdot L(\omega)} \right)} \tag{53}$$

$$A = \frac{-S_f \cdot L(\omega)^3 \cdot \alpha_t \cdot (1 - R_t) \cdot \phi_t \cdot \cos\theta . \exp(-\alpha . z)}{L(\omega) \cdot D(\omega) \cdot S_f + D(\omega)^2 \cdot \tanh\left(\frac{H}{2 \cdot L(\omega)} \right)} \tag{54}$$

$$A(\omega) = -\frac{S_f \cdot L(\omega)}{L(\omega)\cdot S_f + D(\omega)\cdot \tanh\left(\dfrac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)} \cdot \frac{L(\omega)^2}{D(\omega)} \cdot \alpha_t \cdot (1-R_t)\cdot \phi_t \cdot \cos\theta.\exp(-\alpha.z) \quad \textbf{(55)}$$

$$B = -A \cdot \frac{\sinh\left(\dfrac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}{\cosh\left(\dfrac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)} = -A \tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right) \quad \textbf{(56)}$$

$$B(\omega) = -\left[-\frac{S_f \cdot L(\omega)}{L(\omega)\cdot S_f + D(\omega)\cdot \tanh\left(\dfrac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)} \cdot \frac{L(\omega)^2}{D(\omega)} \cdot \alpha_t \cdot (1-R_t)\cdot \phi_t \cdot \cos\theta.\exp(-\alpha.z)\right] \cdot \tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right) \quad \textbf{(57)}$$

$$B = \frac{S_f \cdot L(\omega)\cdot \tanh\left(\dfrac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}{L(\omega)\cdot S_f + D(\omega)\cdot \tanh\left(\dfrac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)} \cdot \frac{L(\omega)^2}{D(\omega)} \cdot \alpha_t \cdot (1-R_t)\cdot \phi_t \cdot \cos\theta.\exp(-\alpha.z) \quad \textbf{(58)}$$

III- PHOTOCOURANT

III.1 Densité de courant

A partir de la loi de Fick, la densité de photocourant peut s'écrire sous la forme :

$$J_{Ph}\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right) = 2\cdot q \cdot D(\omega)\cdot \left.\frac{\partial \delta\left(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right)}{\partial x}\right|_{x=0} \quad \textbf{(59)}$$

$$J_{Ph}\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right) = 2\cdot q \cdot \frac{D(\omega)}{L(\omega)}\cdot B(\omega) \quad \textbf{(60)}$$

$$J_{Ph}\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right) = 2\cdot q \cdot \frac{D(\omega)}{L(\omega)}\cdot \frac{S_f \cdot L(\omega)\cdot \tanh\left(\dfrac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}{L(\omega)\cdot S_f + D(\omega)\cdot \tanh\left(\dfrac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)} \cdot \frac{L(\omega)^2}{D(\omega)} \cdot \alpha_t \cdot (1-R_t)\cdot \phi_t \cdot \cos\theta.\exp(-\alpha.z) \quad \textbf{(61)}$$

III.2 Le courant de diode

$$I_d\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right)=q\cdot Sf_0\cdot\delta(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) \tag{62}$$

avec

$$\begin{aligned}\delta\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right)&=A\cosh\left(\frac{0}{L(\omega)}\right)+B\sinh\left(\frac{0}{L(\omega)}\right)\\&\quad+\frac{L(\omega)^2}{D(\omega)}\cdot\alpha_t(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\exp(\alpha_t\cdot z)\cdot\cos(\theta)\end{aligned} \tag{63}$$

$$I\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right)=J_{Ph}\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right)-I_d\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right) \tag{64}$$

$$\begin{aligned}\delta(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)&=\left[-\frac{S_f\cdot L(\omega)}{L(\omega)\cdot S_f+D(\omega)\cdot\tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}\cdot\frac{L(\omega)^2}{D(\omega)}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z)\right]\\&\quad+\frac{L(\omega)^2}{D(\omega)}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z)\end{aligned} \tag{65}$$

III.3 Photocourant de court-circuit

$$\begin{aligned}&J(t,\omega,p,m)\rightarrow J_{cc}(t,\omega,m)\\&Sf>10^5\,cm.s^{-1}\end{aligned} \tag{66}$$

$$Jcc=2\cdot q\cdot\tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)\cdot L(\omega)\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z) \tag{67}$$

IV- PHOTOTENSION

IV.1 Densité de phototension

$$V_{ph}\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right)=V_T\cdot\ln\left[1+\frac{Nb}{n_0^2}\cdot\delta\left(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda\right)\right] \tag{68}$$

Avec $V_T = \frac{kT}{q}$

- V_T la tension thermique
- T la température absolue à l'équilibre thermique
- q la charge élémentaire de l'électron
- k est la constante de Boltzmann
- n_0 est la densité des porteurs intrinsèques
- N_b Taux de dopage des impuretés dans la base

En remplaçant la densité de porteur minoritaire par son expression, nous obtenons :

$$V_{Ph}(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\frac{K\cdot T}{q}\cdot\ln\left\{1+\frac{N_b}{n_0^2}\left[-\frac{S_f\cdot L(\omega)}{L(\omega)\cdot S_f+D(\omega)\cdot\tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}+1\right]\cdot\frac{L(\omega)^2}{D(\omega)}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z)\right\} \quad \textbf{(69)}$$

soit :

$$V_{Ph}(0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\frac{K\cdot T}{q}\cdot\ln\left\{1+\frac{N_b}{n_0^2}\cdot\frac{D\cdot\tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}{L(\omega)\cdot S_f+D\cdot\tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}\cdot\frac{L(\omega)^2}{D}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z)\right\} \quad \textbf{(70)}$$

IV.2 Phototension de circuit ouvert

$$\begin{aligned}&V(t,\omega,p,m)\rightarrow V_{co}(t,\omega,m)\\&Sf\rightarrow 0\end{aligned} \quad \textbf{(71)}$$

Ainsi on obtient :

$$Vco=\frac{K\cdot T}{q}\cdot\ln\left\{1+\frac{N_b}{n_0^2}\cdot\frac{L(\omega)^2}{D(\omega)}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z)\right\} \quad \textbf{(72)}$$

V- PUISSANCE ELECTRIQUE

La puissance fournie par la photopile sous illumination monochromatique de longueur d'onde (λ_i) et pour un point de fonctionnement caractérisé par Sf donné, s'exprime par le produit :

$$P(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = V_{ph}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\cdot\left[I_{ph}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) - Id\right] \tag{73}$$

VI- FACTEUR DE FORME

Le facteur de forme FF est le rapport entre la puissance maximale fournie par la photopile Pma et le produit du courant de court-circuit Jcc par la tension en circuit ouvert Vco.

$$FF(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = \frac{P\max(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{Vco(\omega,\theta,z,\lambda)\cdot Jcc(\omega,\theta,z,\lambda)} \tag{74}$$

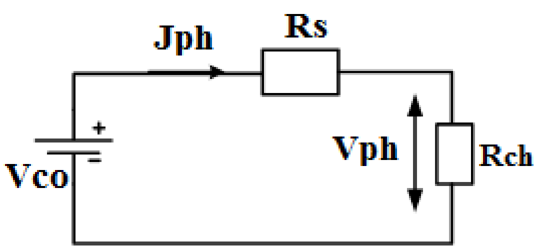
VII- LE RENDEMENT DE CONVERSION PHOTOVOLTAÏQUE

$$\eta(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = \frac{P\max(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{P_{inc}} \tag{75}$$

$$\eta(\omega,\theta,z,\lambda) = FF(\omega,\theta,z,\lambda)\cdot\frac{Vco(\omega,\theta,z,\lambda)\cdot Jcc(\omega,\theta,z,\lambda)}{P_{inc}} \tag{76}$$

VIII- LES RESISTANCES

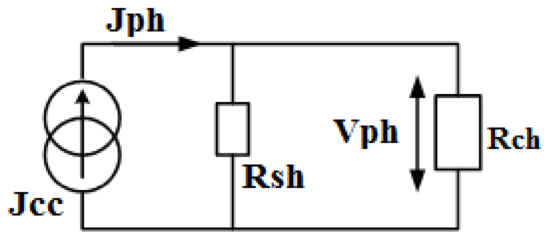
VIII.1 Résistance série



$$Rs(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\cdot \mathrm{J_{ph}}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) + \mathrm{V_{ph}}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = V_{co} \tag{77}$$

$$Rs(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\left.\frac{V_{co}-\mathrm{V_{ph}}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\mathrm{J_{ph}}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}\right|_{Rch\ \text{très grande}} \quad \textbf{(78)}$$

VIII.2 Résistance shunt



$$J_{cc}=\frac{\mathrm{V_{ph}}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{Rsh(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}+\mathrm{J_{ph}}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda) \quad \textbf{(79)}$$

$$Rsh(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\left.\frac{\mathrm{V_{ph}}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{J_{cc}-\mathrm{J_{ph}}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}\right|_{Rch\ \text{très petite}} \quad \textbf{(80)}$$

IX- CALCUL DE LA CAPACITE

Mettre sous la forme :

$$C(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\frac{dQ}{dV_{ph}} \quad \textbf{(81)}$$

Puisque la charge totale Q peut se réécrire comme $Q=q\delta(x=0)$, on obtient :

$$C(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=q\cdot\frac{d\delta(x=0)}{dV_{ph}} \quad \textbf{(82)}$$

On réécrit l'équation (28) sous une forme plus facile à utiliser :

$$C = q \cdot \frac{d\delta(x=0)}{dSf} \cdot \frac{1}{\frac{dV_{ph}}{dSf}} \tag{83}$$

$$\frac{dV_{ph}}{dSf} = \frac{d\left\{V_T \cdot \ln\left[1 + \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \delta(0)\right]\right\}}{dSf} = V_T \cdot \frac{\frac{Nb}{n_i^2} \cdot \frac{d\delta(0)}{dSf}}{1 + \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \delta(0)} \tag{84}$$

$$C = q \cdot \frac{d\delta(x=0)}{dSf} \cdot \frac{1}{\frac{dV_{ph}}{dSf}} = q \cdot \frac{d\delta(x=0)}{dSf} \cdot \frac{1}{V_T \cdot \frac{\frac{Nb}{n_i^2} \cdot \frac{d\delta(0)}{dSf}}{1 + \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \delta(0)}} = q \cdot \frac{d\delta(x=0)}{dSf} \cdot \frac{1 + \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \delta(0)}{V_T \cdot \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \frac{d\delta(0)}{dSf}} \tag{85}$$

$$C = q \cdot \frac{\frac{n_i^2}{Nb}}{V_T} \cdot \left[1 + \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \delta(0)\right] = q \cdot \frac{\frac{n_i^2}{Nb}}{V_T} + \frac{q}{V_T} \cdot \delta(0) \tag{86}$$

$C_0 = q \cdot \frac{\frac{n_i^2}{Nb}}{V_T}$ la capacité intrinsèque

$Ct = \frac{q}{V_T} \cdot \delta(0)$ la capacité de transition ou de diffusion

Lorsque nous partons de l'équation qui lie la phototension à la densité de porteurs minoritaires en excès dans la base :

$$V_{ph}(\omega, \theta, z, Sf, \lambda) = V_T \cdot \ln\left[1 + \frac{Nb}{n_0^2} \cdot \delta(0, \omega, \theta, z, Sf, \lambda)\right] \tag{87}$$

$$\exp\left(\frac{V_{ph}}{V_T}\right) = 1 + \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \delta(0) \tag{88}$$

$$C = \frac{q \cdot \frac{n_i^2}{Nb}}{V_T} + \frac{q \cdot \delta(0)}{V_T} \qquad \textbf{(89)}$$

Avec $n_0 = \frac{n_i^2}{Nb}$

Si nous revenons à l'équation (30), nous pouvons la réécrire et nous obtenons :

$$C(\omega, \theta, z, Sf, \lambda) = n_0 \cdot \frac{q}{V_T} \cdot \left[1 + \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \delta(0, \omega, \theta, z, Sf, \lambda)\right] \qquad \textbf{(90)}$$

$$\frac{C}{n_0 \cdot \frac{q}{V_T}} = 1 + \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \delta(0) \qquad \textbf{(91)}$$

Si nous revenons à l'équation (30), nous pouvons la réécrire et nous obtenons :

$$\frac{C}{C_0} = 1 + \frac{Nb \cdot \delta(0)}{n_i^2} = \exp\left(\frac{V_{Ph}}{V_T}\right) \qquad \textbf{(92)}$$

Soit :

$$\ln(C) = \ln(C_0) + \left(\frac{V_{Ph}}{V_T}\right) \qquad \textbf{(93)}$$

V_T désigne la tension thermique :

$$V_T = \frac{K \cdot T}{q} = \frac{D}{\mu}$$

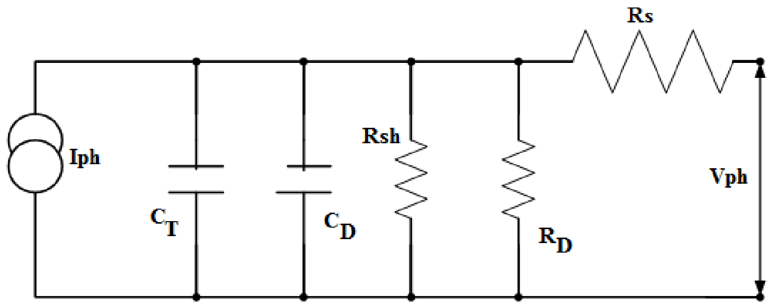
Si $V_{ph} = 0 \Rightarrow C = C_0 = n_0 \cdot \frac{q}{V_T} = \frac{q}{\frac{D}{\mu}}$ et $n_0 = \frac{n_i^2}{Nb} = 1$

Cette écriture de C_0 correspond à la définition de la capacité.

X- IMPEDANCE DYNAMIQUE

$$Z(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\frac{V_{ph}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{J_{ph}(\omega,\theta,z,Sf,\lambda)} \quad \textbf{(94)}$$

Considérons le schéma équivalent suivant de la photopile en régime dynamique lorsque la photopile a un comportement capacitif :



- C_D est la capacité de diffusion, elle est due à la diffusion des porteurs minoritaires de charge en excès à travers la jonction.
- C_T est la capacité de transition, elle est due essentiellement aux atomes fixes ionisés dans la zone de charge d'espace.
- Rsh modélise des courants de fuite existant au bord de la structure et l'ensemble des défauts au voisinage de la zone de charge d'espace (dislocation, centres de recombinaison dans la zone de charge d'espace).
- R_D la résistance dynamique de la photopile est le rapport entre la phototension aux bornes de la photopile et le photocourant qu'elle débite à un instant donné (un point de fonctionnement donné). La résistance dynamique de la photopile nous permet d'avoir une idée mais de façon localisée sur le comportement de la photopile.
- Rs provient de la résistivité propre du matériau, de la résistance des métallisations et des contacts métal-semiconducteur.
- L est l'inductance, elle provient des effets de la fréquence à travers des faibles résistances notamment celles des régions quasi-neutres et des métallisations.

Dans la suite du document on note Rp la résistance équivalente de la résistance shunt et de la résistance dynamique donnée par $Rp = Rsh.R_D/(Rsh + R_D)$ et C la mise en parallèle de la capacité de transition et de la capacité de diffusion : $C = C_D+C_T$.

L'impédance des différents composants de base du circuit peut se mettre sous la forme :

Résistance : $Z_R = R$	Capacité : $Z_C = j/\omega.C$	Inductance : $Z_L = j.\omega.L_I$

Le circuit de la figure III.26 se réduit alors à la résistance Rs en série avec les deux impédances Zc et Rp ; on peut écrire l'impédance équivalente Z sous la forme :

$$Z = R_S + \left(\frac{1}{R_p} + \frac{1}{Z_C}\right)^{-1} \quad \textbf{(95)}$$

Si l'on remplace Rp et Zc par leurs expressions et l'on réduit au même dénominateur, nous obtenons :

$$Z = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot (R_D + R_{Sh})}{(R_D + R_{Sh})^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} - \frac{j \cdot \omega \cdot (R_D \cdot R_{Sh})^2 \cdot C}{(R_D + R_{Sh})^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} \quad \textbf{(96)}$$

Z est un nombre complexe dont les parties réelle Re(Z) et imaginaire Im(Z) sont données par :

$$\mathrm{Re}(Z) = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot (R_D + R_{Sh})}{(R_D + R_{Sh})^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2}$$

$$\textbf{(97)}$$

et $$\mathrm{Im}(Z) = -\frac{j \cdot \omega \cdot (R_D \cdot R_{Sh})^2 \cdot C}{(R_D + R_{Sh})^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2}$$

A partir des équations ci-dessus, plusieurs cas particuliers peuvent être envisagés suivant la fréquence de modulation d'une part et le rapport des impédances R_D et R_{sh} d'autre part :

♥ Si $\omega \to 0$; la partie imaginaire Im(Z) de Z est nulle et il ne reste que la partie réelle Re(Z) :

$$\mathrm{Re}(Z) = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh}}{(R_D + R_{Sh})}$$

L'impédance se réécrit sous la forme :

$$Z = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh}}{(R_D + R_{Sh})}$$

- Si $R_{Sh} >> R_D$ nous avons $\mathrm{Re}(Z) = R_S + R_D$ et l'impédance Z se réduit à :

$$Z = R_S + R_D$$

- Si $R_{Sh} << R_D$ alors on a $\mathrm{Re}(Z) = R_S + R_{Sh}$ et donc $Z = R_S + R_{Sh}$

♥ Si $\omega \to \infty$; la partie imaginaire Im(Z) de Z est nulle et il reste que la partie réelle R(Z) :

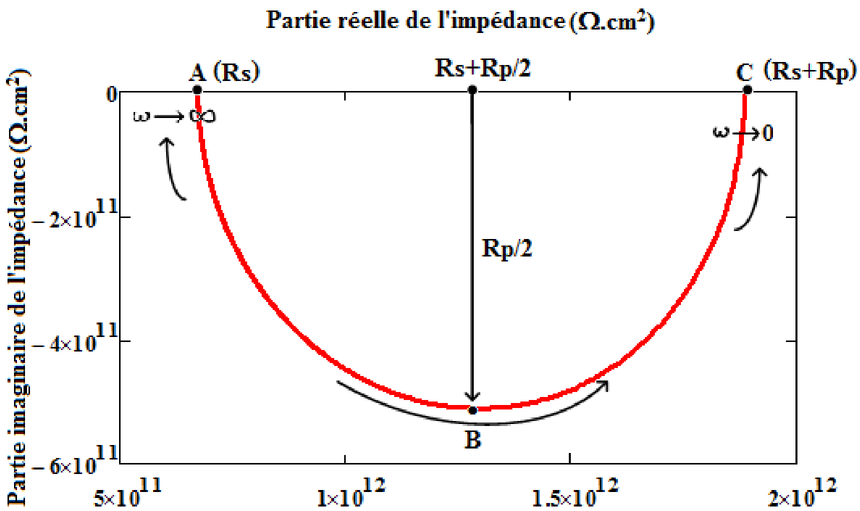
$$\mathrm{Re}(Z) = R_S$$

L'impédance peut alors se mettre sous la forme : $Z = R_S$

- Si $R_{Sh} >> R_D$ on a alors $\mathrm{Re}(Z) = R_S$ et donc $Z = R_S$

- Si $R_{Sh} << R_D$ alors on a $\mathrm{Re}(Z) = R_S$ et donc l'impédance devient : $Z = R_S$

Si nous revenons au diagramme de Nyquist proprement dit en prenant en compte les résultats ci-dessus, nous pouvons y associer les points particuliers dépendant de la fréquence de modulation **(A. Dieng, 2011)** comme présenté sur la figure III.27.



Le diagramme de Nyquist que nous obtenons est un demi-cercle de centre (Rp/2+Rs ; 0) et de rayon Rp/2. Pour les faibles valeurs de la pulsation ($\omega \to 0$), la composante réelle de l'impédance (résistance) est égale à la somme de la résistance série et de la résistance parallèle et la composante imaginaire de l'impédance (réactance) tend vers zéro (voir cas particuliers). Lorsque la pulsation $\omega \to \omega_c$ (ω_c : fréquence angulaire de coupure) la partie imaginaire est égale à Rp/2, correspondant à un maximum sur les courbes et la partie réelle est égale Rp/2+Rs, correspondant à l'abscisse du centre du demi-cercle (voir cas particuliers). Enfin pour les grandes valeurs de la pulsation ($\omega \to \infty$) la composante réelle de l'impédance est égale à la résistance série et la composante imaginaire de l'impédance tend vers zéro (voir cas particuliers).

Nous voyons ainsi comment il est possible de déterminer les paramètres électriques d'une photopile à partir de la spectroscopie d'impédance. Nous présentons alors ci-dessous quelques paramètres électriques obtenus grâce à l'application de cette technique.

Rs ($\Omega.cm^2$)	$6{,}7318.10^{-3}$
Rp ($\Omega.cm^2$)	$1{,}254.10^{3}$

Pour déterminer la capacité associée, on considère l'équation (98) reliant la constante de temps de la photopile à sa fréquence de coupure :

$$\tau_C = R_p \cdot C = \frac{2\pi}{\omega_C} \tag{98}$$

Ce qui conduit à C = $5{,}011.10^{-8}$µF

Dans le cas d'un comportement inductif, nous avons :

Rs ($\Omega.cm^2$)	$4{,}2225.10^{-3}$
Rp ($\Omega.cm^2$)	$2{,}508.10^{3}$

Pour déterminer l'inductance associée, on considère la relation entre la constante de temps et la fréquence de coupure :

$$\tau_L = R_p \cdot L_I = \frac{2\pi}{\omega_c} \tag{99}$$

Ce qui conduit à $L_I = 2{,}505.10^{-8}\mu H$

Méthode de détermination des paramètres électriques

$$
\begin{aligned}
&Z(\omega) = \mathrm{Re}(\omega) + i \cdot \mathrm{Im}(\omega) \\
&Z(\omega) = A(\omega) \cdot e^{i \cdot \phi(\omega)} \\
&A(\omega) = |Z(\omega)| \\
&A(\omega) = \left((\mathrm{Re}(\omega))^2 + (\mathrm{Im}(\omega))^2 \right)^{\frac{1}{2}} \\
&\phi(\omega) = \arctan\left(\frac{\mathrm{Im}(\omega)}{\mathrm{Re}(\omega)} \right) = \arg(Z(\omega))
\end{aligned}
\qquad \textbf{(100)}
$$

On suppose que l'impédance peut s'écrire sous la forme (101) :

$$
\begin{aligned}
&Z(\omega) = \frac{K}{1 + i \cdot \tau_0 \cdot \omega} \\
&\mathrm{Re}(\omega) = \frac{K}{1 + \left(\tau_0 \cdot \omega\right)^2} \\
&\mathrm{Im}(\omega) = -\frac{K \cdot \tau_0 \cdot \omega}{1 + \left(\tau_0 \cdot \omega\right)^2}
\end{aligned}
\qquad \textbf{(101)}
$$

On a :

$$
\begin{aligned}
&A(\omega) = \frac{K}{(1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2)} \\
&\phi(\omega) = -arctg(\tau_0 \cdot \omega)
\end{aligned}
\qquad \textbf{(102)}
$$

Diagramme de Bode

$$
\begin{aligned}
&A_{dB}(\omega) = 20 \cdot \log(A(\omega)) \\
&A_{dB}(\omega) = 20 \cdot \log(K) - 10 \cdot \log\left(1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2\right)
\end{aligned}
\qquad \textbf{(103)}
$$

Etudes des asymptotes

$$\lim_{\omega \to 0} A_{dB}(\omega) = 20 \cdot \log(K) \quad \textbf{(104)}$$

$$\lim_{\omega \to \infty} A_{dB}(\omega) = 20 \cdot \log\left(\frac{K}{\tau_0}\right) - 20 \cdot \log(\omega) \quad \textbf{(105)}$$

$$\lim_{\omega \to \frac{1}{\tau_0}} A_{dB}(\omega) = 20 \cdot \log(\omega) - 10 \cdot \log(2) = 20 \cdot \log\left(\frac{K}{\sqrt{2}}\right) \quad \textbf{(106)}$$

Représentation de Nyquist

$$x = \mathrm{Re}(\omega) = \frac{K}{1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2} \quad \textbf{(107)}$$

$$y = \mathrm{Im}(\omega) = -\frac{K \cdot \tau_0 \cdot \omega}{1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2} \quad \textbf{(108)}$$

$$(\tau_0 \cdot \omega)^2 = \frac{K}{x} - 1 \quad \Rightarrow \quad \left(x - \frac{K}{2}\right)^2 + y^2 = \left(\frac{K}{2}\right)^2$$

$$y = -x \cdot \tau_0 \cdot \omega$$

La représentation de Nyquist est un demi-cercle de centre (K/2 ; 0) et de rayon $\left(K/2\right)$.

Détermination de K et τ_0

En utilisant les relations (97), (107) et (108) on obtient :

$$\tau_0 = \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot C}{R_{Sh} + R_D} \quad \textbf{(109)}$$

$$K = \frac{R_D \cdot R_{Sh}}{R_{Sh} + R_D} = Rp \quad \textbf{(110)}$$

L'impédance peut se mettre sous la forme (111) :

$$Z_{\alpha}(\omega,B)=\frac{K}{1+i\cdot\tau_{0}\cdot\omega}\tag{111}$$

$$K=Rp\tag{112}$$

$$\tau_{0}=Rp\cdot C=\frac{2\pi}{\omega_{c}}\tag{113}$$

ω_c Correspond à la pulsation de coupure.

XI- VARIATION DE CHALEUR

XI.1 Equation de continuité en régime dynamique fréquentiel

Pour une petite variation de température par rapport à la température initiale T_o, le flux thermique au sein de la photopile peut être décrit par :

$$\alpha\cdot\frac{\partial^{2}\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\partial x^{2}}+\frac{G(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\rho\cdot c}=\frac{\partial\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\partial t}\tag{114}$$

Les termes $\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)$ et $G(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)$, représentant respectivement la variation de température par rapport à la température initiale T_o et le taux de génération thermique en fonction du temps, s'écrivent :

$$\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)=\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)\cdot e^{i\cdot\omega\cdot t}\tag{115}$$

$$G(x,\omega,\theta,z,p,\lambda,t)=G(x,\omega,\theta,z,p,\lambda)\cdot e^{i\cdot\omega\cdot t}\tag{116}$$

Après avoir dérivé $\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)$ par rapport au temps, l'équation (115) peut encore s'écrire

$$\frac{\partial^{2}\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\partial x^{2}}-\sigma(\omega)^{2}\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)=-\frac{G(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{K}\tag{117}$$

(118)

Avec
$$G(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)=\alpha(\lambda)\cdot\phi(\lambda)\cdot(1-R(\lambda))\cdot \Delta E\cdot\cos(\theta)\cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot z}\cdot e^{-i\omega t}+\frac{E_g\cdot\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda,t)}{\tau}\cdot\cos(\theta)$$

Et $\sigma(\omega)=\sqrt{j\dfrac{\omega}{\alpha}}$

α est la diffusivité thermique du matériau,
ρ sa masse volumique
c sa chaleur massique
K = α·ρ·c sa conductivité thermique
σ est le coefficient de diffusion thermique complexe du matériau.

- **Solution particulière de l'équation de continuité avec second membre**

En utilisant les équations (116) et (117), l'équation (118) peut se réécrire sans la partie temporelle sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x^2}-\sigma(\omega)^2\,\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=-\frac{G(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{K} \quad \textbf{(119)}$$

La solution particulière de l'équation 57 peut se mettre sous la forme :

$$\Delta T_1(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=\frac{Eg}{K\cdot\tau\cdot(\sigma(\omega)^2-L(\omega)^{-2}}\left\{A(\omega)\cdot\cosh(\frac{x}{L(\omega)})+B(\omega)\cdot\sinh(\frac{x}{L(\omega)})\right\}+\frac{\alpha(\lambda)\cdot\phi(\lambda)\cdot(1-R(\lambda))}{K\cdot(\sigma(\omega)^2-\alpha(\lambda)^2)}\left\{\Delta E+\frac{EgL(\omega)^2}{D(\omega)\cdot\tau\cdot(1-\alpha(\lambda)^2L(\omega)^2)}\right\}\cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot z} \quad \textbf{(120)}$$

- **Solution générale de l'équation de continuité sans second membre**

L'équation (120) sans second membre est donnée :

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x^2}-\sigma(\omega)^2\cdot\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=0 \quad \textbf{(121)}$$

La solution de l'équation 59 est alors :

$$\Delta T_2(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=C(\omega)\cdot\cosh(\sigma(\omega)\cdot x)+D(\omega)\cdot\sinh(\sigma(\omega)\cdot x) \quad \textbf{(122)}$$

La solution générale de l'équation de continuité est alors donnée par l'expression (123) :

$$\begin{aligned}&\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=C(\omega)\cdot\cosh[\sigma(\omega)x]+D(\omega)\cdot\sinh[\sigma(\omega)x]\\&+\frac{Eg}{K\cdot\tau\cdot\left[(\sigma(\omega)^2-\cdot L(\omega)^2\right]}\times\left\{A(\omega)\cdot\cosh\left[\frac{x}{L(\omega)}\right]+B(\omega)\cdot\sinh\left[\frac{x}{L(\omega)}\right]\right\}\\&+\frac{\alpha(\lambda)\cdot\phi(\lambda)\cdot[1-R(\lambda)]}{K\cdot\left[\sigma(\omega)^2-\alpha(\lambda)^2\right]}\cdot\cos\theta\left\{\Delta E+\frac{Eg\cdot L(\omega)^2}{D(\omega)\cdot\tau}\right\}\cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot z}\end{aligned}\qquad\textbf{(123)}$$

Rappelons les expressions de A(ω), B(ω) et δ(x, ω, θ, z, Sf, λ)

$$A(\omega)=-\frac{S_f\cdot L(\omega)}{L(\omega)\cdot S_f+D\cdot\tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}\cdot\frac{L(\omega)^2}{D}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z)\qquad\textbf{(124)}$$

$$B(\omega)=\frac{S_f\cdot L(\omega)\cdot\tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}{L(\omega)\cdot S_f+D\cdot\tanh\left(\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right)}\cdot\frac{L(\omega)^2}{D}\cdot\alpha_t\cdot(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\cos\theta.\exp(-\alpha.z)\qquad\textbf{(125)}$$

$$\begin{aligned}\delta(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)=A\cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right)+B\sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right)\\+\frac{L^2(\omega)}{D(\omega)}\cdot\alpha_t(1-R_t)\cdot\phi_t\cdot\exp(\alpha_t\cdot z)\cdot\cos(\theta)\end{aligned}\qquad\textbf{(126)}$$

XI.2 Conditions aux limites

Les coefficients C et D sont déterminés à partir des conditions aux limites (127) et (130)

(**H. L. Diallo, 2008; H. Ly Diallo, 2012**):

A la jonction de la photopile (x = 0) :

$$\left.\frac{\partial\Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x}\right|_{x=0}=Sf(p)\cdot\frac{Eg\cdot\delta(x=0,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{K}\qquad\textbf{(127)}$$

$$D(\omega)\cdot\sigma(\omega)+\frac{Eg\cdot B(\omega)}{K\cdot\tau\cdot L(\omega)\cdot\left[\sigma(\omega)^2-L(\omega)^{-2}\right]}=\frac{Sf\cdot Eg}{K}\cdot\left[A(\omega)+\frac{L(\omega)^2}{D(\omega)}\cdot\alpha(\lambda)\cdot(1-R)\cdot\phi\cdot\cos\theta\cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot z}\right]\qquad\textbf{(128)}$$

$$D(\omega)=\frac{Sf\cdot Eg}{K\cdot\sigma(\omega)}\cdot\left[A(\omega)+\frac{L(\omega)^2}{D(\omega)}\cdot\alpha(\lambda)\cdot(1-R)\cdot\phi\cdot\cos\theta\cdot e^{-\alpha(\lambda)\cdot z}\right]-\sigma(\omega)+\frac{Eg\cdot B(\omega)}{K\cdot\tau\cdot L(\omega)\cdot\sigma(\omega)\cdot\left[\sigma(\omega)^2-L(\omega)^{-2}\right]}\qquad\textbf{(129)}$$

Au milieu de la base (x = H/2) :

$$\left.\frac{\partial \Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x}\right|_{x=\frac{H}{2}} = 0 \tag{130}$$

$$C(\omega)\cdot\sinh\left[\sigma(\omega)\frac{H}{2}\right]\cdot\sigma(\omega)+\sigma(\omega)\cdot D(\omega)\cdot\cosh\left[\sigma(\omega)\frac{H}{2}\right] + \frac{Eg}{K\cdot\tau\cdot L(\omega)\cdot\left[\sigma(\omega)^2 - L(\omega)^{-2}\right]}\cdot\left\{A(\omega)\cdot\sinh\left[\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right]+B(\omega)\cdot\cosh\left[\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right]\right\} \tag{131}$$

$$C(\omega) = -\frac{D(\omega)}{\tanh\left[\sigma(\omega)\frac{H}{2}\right]} - \frac{Eg}{K\cdot\tau\cdot L(\omega)\cdot\sigma(\omega)\cdot\sinh\left[\sigma(\omega)\frac{H}{2}\right]\cdot\left[\sigma(\omega)^2 - L(\omega)^{-2}\right]}\cdot\left\{A(\omega)\cdot\sinh\left[\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right]+B(\omega)\cdot\cosh\left[\frac{H}{2\cdot L(\omega)}\right]\right\} \tag{132}$$

XII- FLUX DE CHALEUR

L’échauffement de la photopile c'est-à-dire la variation de la température de la photopile est directement liée au flux de chaleur. Ce flux de chaleur est donné par la relation (133) :

$$\phi(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda) = -K\cdot\frac{\partial \Delta T(x,\omega,\theta,z,Sf,\lambda)}{\partial x} \tag{133}$$

B. PUBLICATIONS

UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR

ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE, CHIMIE, SCIENCES DE LA TERRE, DE l'UNIVERS ET DE L'INGENIEUR (PCSTUI)

FACULTE des SCIENCES et TECHNIQUES

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : ***Energie Solaire Matériaux et Systèmes***

Résumé

Nom et prénoms du Candidat : **Moustapha SANE**

Titre de la thèse : **« Caractérisation de photopiles à jonction verticale sous éclairement monochromatique avec angle d'incidence »**

Date et lieu de soutenance : **le 10 Août 2017 à la Faculté des Sciences et Techniques**

Jury	Nom et prénoms	Grade	Etablissement
Président	M. YOUM Issakha	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Rapporteurs	M. BARRY Mamadou	Professeur Titulaire	FST / UCAD
	M. SENE Cheikh	Professeur Titulaire	FST / UCAD
Directeur de thèse	M. BARRO Fabé Idrissa	Maître de Conférences	FST / UCAD

Résumé : Ce travail est une étude en modélisation d'une photopile à jonction verticale au silicium polycristallin en modulation de fréquence, sous éclairement monochromatique constant avec angle d'incidence.

Une étude bibliographique est présentée dans le chapitre I ; dans cette partie nous avons présenté des généralités sur la photopile avant de faire l'état de l'art sur leur caractérisation.

Dans le deuxième chapitre de notre travail, nous avons présenté une étude théorique en modélisation de la photopile à jonction verticale. Après résolution de l'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge en excès, l'étude de la densité des porteurs minoritaires de charge en excès en fonction de la profondeur suivant x est faite. Nous avons ainsi pu montrer l'influence des principaux paramètres de fonctionnement tels que la fréquence de modulation, l'angle d'incidence, la profondeur suivant z, la vitesse dynamique à la jonction et la longueur d'onde de l'excitation sur la photopile.

A partir de la densité des porteurs minoritaires en excès, nous avons déterminé les expressions de la densité de photocourant, du courant de diode et de la phototension. La puissance électrique, le facteur de forme et le rendement de conversion photovoltaïque ont également été déterminés et étudiés. Pour la plupart des grandeurs étudiées, nous avons fait ressortir les effets des principaux paramètres relatifs à la photopile.

Pour la troisième partie de ce travail, il s'agit de déterminer les paramètres électriques de la photopile à jonction verticale. Dans un premier temps, à partir de l'analyse de la caractéristique I-V nous avons déterminé les expressions des résistances série et shunt et, grâce à la densité de porteurs minoritaires en excès et à la phototension, la capacité de la photopile a été établie. Les effets de la fréquence de modulation, de l'angle d'incidence, de la profondeur suivant z, et de la longueur d'onde de l'excitation ont pu être montrés sur à la fois les résistances série et shunt et la capacité de la photopile. Ensuite, grâce à la spectroscopie d'impédance nous avons déterminé les résistances série, parallèle, la capacité équivalente et l'inductance équivalente de la photopile. Deux modèles électriques équivalents de la photopile à jonction verticale ont été proposés grâce à l'analyse complémentaire obtenue avec le diagramme de Bode et de Nyquist.

Dans le dernier chapitre, nous présentons l'étude photothermique de la photopile afin de montrer l'interaction entre les variations de la température et du flux de chaleur au sein de la photopile et le déplacement des porteurs suite à l'excitation lumineuse.

Mots clés : Photopile à jonction verticale – Photocourant – Phototension – Impédance dynamique – Angle d'incidence – Vitesse dynamique à la jonction – fréquence de modulation – Pulsation de coupure – Eclairement monochromatique – Résistance série –Résistance shunt – Résistance parallèle – Circuit électrique équivalent – Capacité– Inductance – Photothermique –Température – Flux de chaleur.