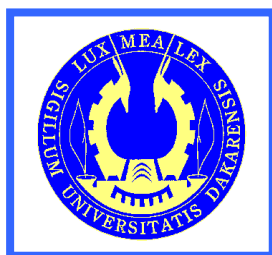


¹UNIVERSITE CHEIKH ANTA DIOP DE DAKAR



**ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE, CHIMIE, SCIENCE DE LA TERRE, DE
L'UNIVERS ET DE L'INGENIEUR**

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2014 N° d'ordre :

THESE DE DOCTORAT UNIQUE

Spécialité : Semi-conducteurs et Energie Solaire

Présentée par Séga GUEYE

**SUJET : «ETUDE EN REGIME DYNAMIQUE
FREQUENTIEL D'UNE PHOTOPILE BIFACIALE SOUS
ECLAIREMENT MONOCHROMATIQUE : Détermination
des paramètres électriques et son comportement thermique**

Soutenu publiquement le 31 / 05 / 2014 devant le jury
composé de :

Président	Mamadou	SARR	Professeur Titulaire	UFR SET THIES
Membres	M. Babacar	MBOW	Maître de Conférences	FST/UCAD
	Moustapha	DIENG	Maître de Conférences	FST/UCAD
Directeur	Grégoire	SISSOKO	Professeur Titulaire	FST/UCAD
Rapporteurs	M. Amadou S	MAÏGA	Maître de Conférences	UFR/SAT, UGB, St Louis
	Ibrahima	LY	Maître de Conférences	EPT THIES

DEDICACES

Je Dédie ce travail à :

Feue ma grand-mère qui a été comme une mère pour moi que DIEU le TOUT PUISSANT l'accueille dans son paradis

Mon père et ma mère qui ont tout fait pour moi.

Mes épouses qui m'ont soutenu tout au long de ce travail

Mes enfants Bachir, Babacar, Mamadou, Abdallah, Alioune et Astou

Mes frères et sœurs,

Mes cousins et cousines,

Mes neveux et nièces,

Mes oncles et tantes,

Mes belles familles,

Mes frères de la JIR,

Mes collègues de l'école normale supérieure

A tous ceux qui, de près ou de loin, n'ont cessé de m'apporter leur soutien durant tout mon cursus depuis l'élémentaire jusqu'à l'université.

Ce travail a été effectué à la Faculté des Sciences et Techniques (FST), de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (Sénégal)

Sous la direction de Monsieur Grégoire SISSOKO Professeur Titulaire de classe exceptionnelle des Universités, Directeur du Groupe International de Recherche en Energie Renouvelable et Rédacteur en Chef du Journal Des Sciences (www.cadjds.org) au Département de Physique de la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar (Sénégal)

REMERCIEMENTS

Je remercie

Monsieur Grégoire SISSOKO, Professeur Titulaire à la Faculté des Sciences et Techniques de L'U.C.A.D. de bien vouloir diriger ce travail. Je lui témoigne toute ma gratitude. Je ne saurais jamais vous remercier assez pour votre disponibilité malgré tout le travail que vous effectuez au sein de la faculté mais au sein de la société. Votre dimension sociale est sans commune mesure. Votre rigueur dans le travail et votre abnégation à promouvoir la science mais surtout la recherche. Vous avez été comme un oncle pour moi, mais un soutien dans mes nombreuses sollicitations. Vous avez réussi là où beaucoup ont échoué c'est-à-dire à former une équipe de recherche où les membres développent au-delà du travail des liens d'amitié, de fraternité et d'entraide. Que Dieu le Tout Puissant vous le rétribue dans l'ici-bas, mais dans l'au-delà. Merci de l'honneur que vous me faites en participant à ce jury.

Monsieur Amadou .S. MAÏGA, Maître de Conférences à l'U.F.R.-SAT de l'UGB de Saint-Louis pour avoir voulu participer à ce jury. Votre disponibilité sans faille a fait de vous un homme humble plein de qualités humaines, mais aussi votre sens du partage dans les débats scientifiques. Vous avez été toujours très gentil à l'égard des jeunes scientifiques. Je vous remercie une fois de plus du fond du cœur pour l'honneur que vous me faites en participant à ce jury.

Monsieur Babacar MBOW, Maître de Conférences à l'UCAD de Dakar. Je vous suis très reconnaissant pour tout l'effort que vous déployez pour accompagner les jeunes mais aussi défendre leur intérêt. Vous êtes un homme juste et humble, aux qualités humaines remarquables. Je vous remercie du fond de mon cœur et de l'honneur que vous me faites en acceptant de juger ce travail.

Monsieur Mamadou SARR, Professeur Titulaire Directeur de l'UFR-SET de l'université de Thiès. Vous êtes un homme d'une simplicité et d'une générosité connue de tous. Votre disponibilité à accompagner toujours le Professeur dans toutes nos différentes activités scientifiques mais aussi sociales, a fait de vous un homme d'une dimension sans faille. Nous vous sommes très reconnaissant et vous remercions beaucoup d'accepter de participer à ce jury.

*Monsieur **Moustapha DIENG** Maitre de conférences à l'UCAD. Vous êtes un homme très humble et très disponible, toujours prêt à accompagner les jeunes dans leurs nombreuses sollicitations aussi bien scientifiques que sociales, je vous remercie de tout mon cœur de l'honneur que vous me faites en participant à ce jury.*

*Monsieur **Ibrahima LY** Maitre de conférences à l'EPT de THIES. Vous êtes un homme de conviction, ambitieux qui cherche toujours à aller de l'avant. Votre courage et votre abnégation a fait de vous un homme très dévoué dans le travail. Je salue également vos qualités humaines que vous n'hésitez à aucun moment à mettre à notre profit, nous vous sommes très reconnaissant et vous remercions de toute l'honneur que vous me faites en participant à ce jury.*

Je remercie également tous les docteurs, doctorants et étudiants en master de l'équipe du professeur Grégoire SISSOKO qui, au-delà de l'aspect pédagogique et professionnel constituent une famille qu'ALLAH le tout puissant vous protège tous et guide vos pas dans toutes vos entreprises.

Sommaire

NOMENCLATURE	14
Liste des figures	16
INTRODUCTION GENERALE.....	21
PARTIE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	25
I-1 INTRODUCTION	26
I-2 1D MODELING OF A BIFACIAL SILICON SOLAR CELL UNDER FREQUENCY MODULATION MONOCHROMATIC ILLUMINATION: DETERMINATION OF THE EQUIVALENT ELECTRICAL CIRCUIT RELATED TO THE SURFACE RECOMBINATION VELOCITY [22]	26
I-2 MODELING STUDY OF N ⁺ /P SOLAR CELL RESISTANCES FROM SINGLE I-V CHARACTERISTIC CURVE CONSIDERING THE JUNCTION RECOMBINATION VELOCITY (SF) [23].....	28
I.3 A NEW CHARACTERIZATION METHOD FOR SOLAR CELL DYNAMIC IMPEDANCE	28
I-4 MEASUREMENT OF SOLAR CELL AC PARAMETERS USING IMPEDANCE SPECTROSCOPY	30
(Mesure des paramètres électriques d'une photopile par la méthode de la Spectroscopie d'impédances) [25]	30
I-5 EVOLUTION DES COEFFICIENTS GLOBAUX D'ECHANGE THERMIQUE DES MATERIAUX KAPOK-PLATRE ET FILASSE-PLATRE EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL [26].....	33
I-6.METHODE DU REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL DE MARECHAL ET DEVISME [27].....	34
I-7 CONCLUSION	37
Bibliographie.....	38
PARTIE II :	39
ETUDE ELECTRONIQUE DE LA PHOTOPILE.....	39
I. INTRODUCTION	40
II. PRESENTATION DE LA PHOTOPILE	40
III-DENSITE DE PORTEURS MINORITAIRES DE CHARGE.....	41
III- 2 SOLUTION DE L'EQUATION DE CONTINUITE ET CONDITIONS AUX LIMITES.....	43

III- 2 -1 SOLUTION DE L'EQUATION DE CONTINUITE.....	43
III-2-2 SOLUTION PARTICULIERE DE L'EQUATION AVEC SECOND MEMBRE	43
III- 2-5 EXPRESSION DE LA DENSITE DES PORTEURS MINORITAIRES EN EXCES.....	44
III-2-6 PROFIL DU MODULE DE LA DENSITE DES PORTEURS POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT.....	45
III-2-7 PROFIL DU MODULE DE LA DENSITE DES PORTEURS DE CHARGE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE	48
III-2-8 PROFIL DU MODULE DE LA DENSITE DES PORTEURS POUR UN ECLAIREMENT SIMUTATANE SUR LES DEUX FACES.....	50
II-3-2 ETUDE COMPARATIVE DE LA DENSITE DE PORTEURS POUR LES TROIS MODES D'ECLAIREMENT	53
III-1 DENSITE DE PHOTOCOURANT POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT.....	54
III-2 DENSITE DE PHOTOCOURANT POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE	56
III-3 DENSITE DE PHOTOCOURANT POUR UN ECLAIREMENT SIMULTANE..	59
III-4 ETUDE COMPARATIVE DE LA DENSITE DE PHOTOCOURANT POUR LES TROIS MODES D'ECLAIREMENT	61
IV PHOTOTENSION	62
IV-1 MODULE DE LA PHOTOTENSION POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT.....	62
IV-2 MODULE DE LA PHOTOTENSION POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE.....	64
IV-3 MODULE DE LA PHOTOTENSION POUR ECLAIREMENT SIMULTANE....	66
V CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION.....	67
V-2 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION ECLAIREMENT ARRIERE	69
V-3 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION POUR UN DOUBLE.....	70
ECLAIREMENT.....	70
V-4-ETUDE COMPARATIVE DE LA CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION POUR LES TROIS MODES D'ECLAIREMENT	72
VI- CAPACITE DE DIFFUSION.....	73
VI-1-CAPACITE DE DIFFUSION POUR UN ECLAIREMENT AVANT.....	73

VI-2-CAPACITE DE DIFFUSION POUR UN ECLAIREMENT SIMULTANE.....	75
VII-RENDMENT DE LA PHOTOPILE	77
VII-1-RENDMENT POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT	77
VIII- EXTENSION DE LA ZONE DE CHARGE D’ESPACE	78
VIII-RENDMENT DE LA CAPACITE A PARTIR DES VITESSES DE RECOMBINAISON S_{fcc} ET S_{fco}.....	82
VIII-1-ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT	82
X-RESISTANCES SHUNT ET SERIES	83
X-1-RESISTANCES SHUNT	83
X-1-2-RESISTANCE SHUNT POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE	86
X-1-3-RESISTANCE SHUNT POUR ECLAIREMENT SIMULTANE SUR LES DEUX FACES.....	88
X-2- RESISTANCE SERIE.....	91
X-2-1 RESISTANCE SERIE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT....	91
X-2-2RESISTANCE SERIE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE	93
X-2-3-RESISTANCE SERIE POUR UN ECLAIREMENT SIMULTANE SUR LES DEUX FACES	95
IX-2 DIAGRAMME DE NYQUIST DE L’IMPEDANCE.....	98
II VARIATION DE LA TEMPERATURE	107
II-1 EQUATION DE CONTINUITE	107
II-3 SOLUTION GENERALE DE L’EQUATION SANS SECOND MEMBRE	108
II-2-4 CONDITIONS AUX LIMITES.....	109
II-2-5 VARIATION DE LA TEMPERATURE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT.....	109
II-2-6 VARIATION DE LA TEMPERATURE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE.....	112
II-2-7 VARIATION DE LA TEMPERATURE POUR UN ECLAIREMENT SIMULTANE.....	115
III-2 DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DE LA PROFONDEUR DANS LA BASE	124
III-3 DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DU LOGARITHME DE LA PULSATION	124

III-4 DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIERE	133
IV MPEDANCE THERMIQUE	137
IV-1 DIAGRAMME DE BODE DE L'IMPEDANCE THERMIQUE	137
IV-2 MODULE DE L'IMPEDANCE EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTION	138
IV-3 DIAGRAMME DE NYQUIST DE L'IMPEDANCE THERMIQUE	140
IV-4 PHASE DE L'IMPEDANCE THERMIQUE	141
V CONCLUSION	143
CONCLUSION GENERALE	145
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	146
ANNEXE MATHEMATIQUE	148

NOMENCLATURE

τ	Durée de vie moyenne des porteurs minoritaires dans la base -----	(s)
D	Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la base -----	($\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$)
L	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base -----	(cm)
$L(\omega)$	Longueur de diffusion complexe des porteurs minoritaires dans la base -----	(cm)
ω	Fréquence angulaire -----	(rad.s^{-1})
ω_c	Fréquence angulaire de coupure -----	(rad.s^{-1})
x	Profondeur de la base de la photopile bifaciale -----	(μm)
H	Epaisseur totale de la photopile bifaciale -----	(μm)
q	Charge élémentaire de l'électron -----	(C)
n_0	Concentration intrinsèque du matériau Si -----	(cm^{-3})
N_B	Taux de dopage des impuretés dans la base -----	(cm^{-3})
t	Temps -----	(s)
$G(x,t)$	Taux de génération monochromatique en modulation de fréquence en fonction de la profondeur x et du temps t -----	($\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$)
$g(x)$	Taux de génération en fonction de la profondeur x -----	($\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$)
$\alpha(\lambda)$	Coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ -----	(cm^{-1})
$R(\lambda)$	Coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde λ	
$\delta(x,t)$	Densité des porteurs minoritaires photocréés dans la base en fonction de la profondeur x et du temps t -----	(cm^{-3})
S_f	Vitesse de recombinaison à la jonction -----	(cm.s^{-1})
S_b	Vitesse de recombinaison à la face arrière -----	(cm.s^{-1})
J_{ph}	Densité de photocourant -----	(A.cm^{-2})
J_{phCC}	Densité de photocourant de court-circuit -----	(A.cm^{-2})
V_{ph}	Phototension -----	(V)
V_{CO}	Phototension de circuit ouvert -----	(V)
V_T	Tension thermique -----	(V)
T	Température absolue -----	(K)
R_s	Résistance série -----	($\Omega.\text{cm}^2$)
R_{sh}	Résistance shunt -----	($\Omega.\text{cm}^2$)
R_C	Résistance de charge -----	(Ω)
R_d	Résistance dynamique -----	($\Omega.\text{cm}^2$)

R_p	Résistance parallèle -----	$(\Omega.cm^2)$
Z_{ph}	Impédance dynamique de la photopile -----	$(\Omega.cm^2)$
C_1	Capacité -----	$(\mu F.cm^{-2})$
C_2	Capacité -----	$(\mu F.cm^{-2})$
C	Capacité-----	$(\mu F.cm^{-2})$
K	Constante de Boltzmann-----	(J/K)
I_0	Flux incident lumière monochromatique-----	(W/cm^2)
λ	Longueur d'onde-----	(μm)
$\phi(\lambda)$	Flux incident -----	(W/cm^2)
Φ	Densité de flux de chaleur -----	(W/cm^2)
σ	Coefficient de diffusion thermique complexe -----	-
k'	Conductivité thermique -----	$(^{\circ}C/ W^{-1}/cm^2)^{-1}$
E_g	Energie du gap du silicium -----	(ev)
ΔE	Variation d'énergie -----	(ev)
a	Diffusivité thermique -----	cm^2/s
Z_{th}	Impédance thermique -----	$(^{\circ}C/ W^{-1}/cm^2)$

Liste des figures

Figure I-1.....	26
Figure I-2.....	29
Figure I-3.....	29
Figure I-4.....	30
Figure I-5.....	31
Figure I-6.....	31
Figure I-7.....	31
Figure I-8.....	32
Figure I-9.....	32
Figure I-10.....	32
Figure I-11.....	34
Figure I-12.....	35
Figure I-13.....	36
Figure II-1.....	40
Figure II-2.....	45
Figure II-3.....	46
Figure II-4.....	47
Figure II-5.....	47
Figure II-6.....	47
Figure II-7.....	47
Figure II-8.....	49
Figure II-9.....	50
Figure II-10.....	51
Figure II-11.....	52
Figure II-12.....	52
Figure II-13.....	53
Figure II-14.....	54
Figure II-15.....	55
Figure II-16.....	56
Figure II-17.....	57
Figure II-18.....	58

Figure II-19.....	58
Figure II-20.....	59
Figure II-21.....	60
Figure II-22.....	61
Figure II-23.....	61
Figure II-24.....	63
Figure II-25.....	64
Figure II-26.....	65
Figure II-27.....	66
Figure II-28.....	66
Figure II-29.....	67
Figure II-30.....	68
Figure II-31.....	68
Figure II-32.....	69
Figure II-33.....	70
Figure II-34.....	71
Figure II-35.....	71
Figure II-36.....	72
Figure II-37.....	73
Figure II-38.....	74
Figure II-39.....	74
Figure II-40.....	75
Figure II-41.....	76
Figure II-42.....	77
Figure II-43.....	78
Figure II-44.....	79
Figure II-45.....	79
Figure II-46.....	80
Figure II-47.....	81
Figure II-48.....	82
Figure II-49.....	83
Figure II-50.....	84
Figure II-51.....	85

Figure II-52.....	86
Figure II-53.....	87
Figure II-54.....	88
Figure II-55.....	89
Figure II-56.....	89
Figure II-57.....	90
Figure II-58.....	90
Figure II-59.....	92
Figure II-60.....	92
Figure II-61.....	93
Figure II-62.....	94
Figure II-63.....	94
Figure II-64.....	95
Figure II-65.....	96
Figure II-66.....	96
Figure II-67.....	97
Figure II-68.....	98
Figure II-69.....	99
Figure II-70.....	99
Figure II-71.....	101
Figure II-72.....	102
Figure II-73a.....	103
Figure II-73b.....	103
Figure II-74a.....	104
Figure II-74b.....	104
Figure II-75a.....	105
Figure II-75b.....	107
Figure III-1.....	109
Figure III-2.....	110
Figure III-3.....	110
Figure III-4.....	111
Figure III-5.....	112
Figure III-6.....	113

Figure III-7.....	114
Figure III-8	115
Figure III-9.....	116
Figure III-10.....	116
Figure III-11.....	117
Figure III-12.....	118
Figure III-13.....	119
Figure III-14.....	119
Figure III-15.....	120
Figure III-16.....	121
Figure III-17.....	121
Figure III-18.....	122
Figure III-19.....	123
Figure III-20.....	123
Figure III-21.....	124
Figure III-22.....	125
Figure III-23.....	125
Figure III-24.....	125
Figure III-25.....	126
Figure III-26.....	127
Figure III-27.....	128
Figure III-28.....	129
Figure III-29.....	130
Figure III-30.....	131
Figure III-31.....	132
Figure III-32.....	133
Figure III-33.....	134
Figure III-34.....	135
Figure III-35.....	136
Figure III-36.....	136
Figure III-37.....	136
Figure III-38.....	138
Figure III-39.....	139

Figure III-40.....	140
Figure III-41.....	140
Figure III-42.....	141
Figure III-43.....	141
Figure III-44.....	142
Figure III-45.....	143

INTRODUCTION GENERALE

La crise énergétique qui sévit dans le monde se manifestant par la hausse sans cesse du prix du baril de pétrole constitue un véritable frein au développement. Les pétroles et gaz naturels ne peuvent plus constituer une source d'énergie durable du fait de leur utilisation abusive et dont les réserves ne cessent de diminuer. Donc la nécessité de se tourner vers d'autres méthodes de production d'énergie s'avère plus que jamais déterminant. Parmi ces énergies on peut citer entre autre l'énergie solaire qui est très accessible et à moindre coût.

L'énergie solaire peut être convertie directement grâce à des dispositifs appelés photopiles.

La photopile solaire communément appelée cellule solaire permet une conversion directe de l'énergie lumineuse en énergie électrique par effet photovoltaïque. Ce processus de conversion photovoltaïque est une collecte de porteurs de charges en vue de la génération d'un courant.

Cependant l'amélioration de la performance de la photopile passe par le contrôle de leur qualité au cours des différentes phases de fabrication. Cette augmentation du rendement de la cellule solaire passe nécessairement par la maîtrise de certains paramètres de la photopile. La caractérisation permet de déterminer les paramètres phénoménologiques et les paramètres électriques des photopiles. Elle peut se faire en régime :

➤ Statique [1-5]

Elles consistent à mesurer la réponse de la photopile suivant :

- Une excitation optique monochromatique [6-7] ou multi spectrale [8-9] constante
- Un bombardement par faisceau d'électrons [10]
- Une excitation électrique [11]

➤ Dynamique

- ✓ dynamique transitoire [12-13]
- ✓ dynamique fréquentielle électrique et thermique.

Lorsque le signal est électrique périodique de pulsation ω , les réponses obtenues de la photopile sont :

- L'impédance $Z(\omega)$ [14]
- La capacitance $C(\omega)$ [15]
- La conductance $G(\omega)$ [16, 17]

Lorsque l'excitation est un signal optique périodique [18], les réponses de la photopile sont : la photo tension alternative $V_{ph}(\omega)$ et le photocourant $I_{ph}(\omega)$, [19,20].

Nous présentons dans notre travail une étude bibliographique en régime dynamique fréquentiel dans la première partie. Dans la deuxième partie nous allons procéder à une étude électronique de la photopile dans laquelle nous déterminerons les paramètres phénoménologiques et électriques de la photopile. Dans la troisième partie nous donnerons une étude de la réponse photothermique afin de faire une comparaison entre la réponse électronique et thermique de la photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel quand celle-ci est éclairée par une lumière monochromatique en modulation de fréquence. Nous terminerons par une conclusion et dégager quelques perspectives pouvant permettre une poursuite de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Birame DIENG, DEA de Physique, Faculté des Sciences et Technique, UCAD SENEAGL, 1997 «Etude en modélisation de la capacité de la photopile au silicium en régime statique»,.
- [2] Birame DIENG, Thèse de troisième cycle de Physique, Faculté des Sciences et Technique, UCAD-SENEAGL, 2002.
- « Etude en modélisation d'une photopile bifaciale au silicium éclairée par une lumière monochromatique en régime statique
- [3] Alexis CORREA, Thèse de troisième cycle de Physique de Physique, Faculté des Sciences et Technique, UCAD-SENEAGL, 1996. « Modélisation de la recombinaison aux interfaces d'une photopile au silicium polycristallin en régime stationnaire ».
- [4] H. Ly DIALLO, I.LY, M. ZOUNGRANA, NZONZOLO, F. I. BARRO, G. SISSOKO.
- « 3D modelling of a polycrystalline silicon solar cell under constant white bias light: effect of the grain size and grain boundary on recombination parameters »
- Proc. of 21st European photovoltaic Conference and Exhibition, September 2006, Dresden, Germany.
- [5] Grégoire Sissoko, Doctorat d'Etat de Physique, Faculté des Sciences et Technique, UCAD-SENEAGL, 1993.
- « Caractérisation par phénomènes transitoires de photopiles au silicium polycristallin »,
- [6] S. R. Dhariwal and D. R. Mehrota. Solar cells, 25(1988), pp. 223 - 233
- [7] G. C. Jain, S. N. Singh, and R. K. Kotnala Solar cells, 8(1983), pp. 239 - 248
- [8] Daniel L. Meier, Jeong-mo Hwang, Robert B. Campbell.
- IEEE Transaction on Electron Devices, vol. ED-35, N°1 ; 1988, pp. 70 – 78.
- [9], E. Naména, Thèse de 3^{ème} cycle, UCAD, 1996, Sénégal « Modélisation d'une photopile bifaciale au silicium : méthodes de détermination des paramètres de recombinaison »,
- [10] A. Romanowsky and D. B. Wittry J. Appl. Phys. 60(8), 1986, pp. 1569 – 1579.
- [11] J. S. Park, F. A. Lindholm and A. Neugroschel. J. Appl. Phys. 62 (3), 1987, pp. 948 -

- [12] A.Neugroschel, P.J. Chen, S.C. Pao and F.A.Lindholm Proc.13th Photovol. Sp.Conf. (1978)70
- [16] R.V. Overstraeten, G.Declerck and R.Mertens, Solid.State.Elect. 14(1971)289
- [17] N.Honma, C.Munakata, Jap.J.Appl.Phys. Vol.26, n°12(1987)2033-36.
- [18] N.Honma, C.Munakata, and H.Shimizu Jap.J.Appl.Phys. Vol.27, n°7(1988)1322-26.
- [19] TH.Flohr and R.Helbiz, J.Appl.Phys. 66(7), (1998)3060-65
- [20] M.R.Murty and K.V. Reddy, J.Appl.Phys. 70(7), (1991)3683-88
- [21] T.N Yung, F.A.Lindholm and A.Neugroschel, I.E.E.E Trans. Elect, D.Vol.ED.-31, ((1984)588-95

PARTIE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1 INTRODUCTION

L'amélioration des performances des cellules solaires passe d'abord par la maîtrise des certains paramètres notamment les paramètres électriques que sont les résistances série et shunt la capacité de diffusion, l'impédance dynamique... mais aussi certains paramètres thermiques dû à un échauffement interne de la photopile solaire quand celle-ci est éclairée. Nous présentons dans cette étude bibliographique certaines techniques en régime dynamique fréquentiel réalisées par certains auteurs. Nous y présentons également des méthodes de caractérisation de certains paramètres thermiques proposées par d'autres dans le but de l'augmentation du rendement de la photopile solaire.

I-2 1D MODELING OF A BIFACIAL SILICON SOLAR CELL UNDER FREQUENCY MODULATION MONOCHROMATIC ILLUMINATION: DETERMINATION OF THE EQUIVALENT ELECTRICAL CIRCUIT RELATED TO THE SURFACE RECOMBINATION VELOCITY [22]

Dans cet article les auteurs présentent la détermination du circuit équivalent associé aux vitesses de recombinaison d'une photopile bifaciale sous éclairage monochromatique en modulation de fréquence. Cette détermination est basée sur les diagrammes de Bode et de Nyquist qui consistent aux variations de la phase et du module de la vitesse de recombinaison intrinsèque à la face arrière.

Ces auteurs dans leur étude partent du modèle théorique de la photopile poly cristalline $n^+ - p - p^+$ à champ arrière comme présentée à la figure suivante

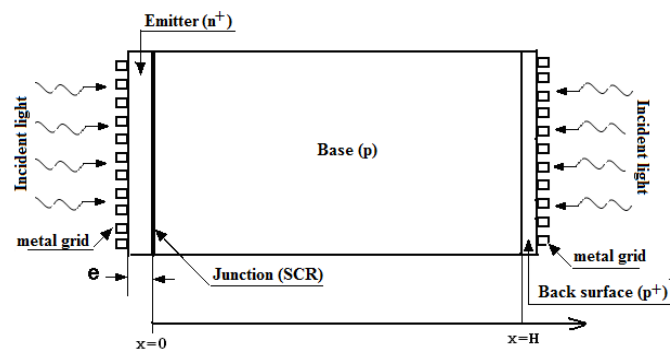


Fig. I-1 : Photopile Bifacial $n^+ - p - p^+$

Dans leur étude ils négligent la contribution de l'émetteur. Ainsi ils partent de l'équation de continuité (I-1) qui régit les porteurs photo créés

$$D \cdot \frac{\partial^2 \delta_3(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\delta_3(x,t)}{\tau} = -G_3(x,t) + \frac{\partial \delta_3(x,t)}{\partial t} \quad (I-1)$$

$\delta_3(x,t)$ et $G_3(x,t)$ sont respectivement la densité de porteurs minoritaires de charges et le taux de génération qui dépendent de la profondeur x et de du temps t . cette densité s'exprime par

$$\delta_3(x,t) = \delta_3(x) \exp(i\omega t) \quad (I-2)$$

$$\text{Et } G_3(x,t) = g_3(x) \exp(i\omega t) \quad (I-3)$$

$\delta_3(x)$ et $g_3(x)$ sont relatives à la position x et $\exp(i\omega t)$ la partie temporelle.

$$g_3(x) = \alpha I_0 (1-R) [e^{-\alpha x} + e^{(-\alpha(H-x))}] \quad (I-4)$$

Avec : $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption et λ la longueur d'onde ;

R est coefficient de réflexion à la longueur d'onde λ , H est l'épaisseur de la base,

D est le coefficient de diffusion et τ la durée de vie des porteurs.

Nous avons :

$$L^2 = \tau D \quad (I-5)$$

$$\frac{1}{L(\omega)^2} = \frac{1}{L^2} \times (i\omega\tau + 1) \quad (I-6)$$

où $L(\omega)$ est la longueur de diffusion complexe. En remplaçant les expressions (I-2), (I-3), (I-4) dans l'équation. (I-1), ils ont obtenus l'expression (I-5) suivante :

$$\frac{\partial^2 \delta_3(x)}{\partial x^2} - \frac{1}{L(\omega)^2} \cdot \delta_3(x) = - \frac{g_3(x)}{D} \quad (I-7)$$

Qui est une équation différentielle dont la solution est donnée par

$$\delta_3(x) = A_3 \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_3 \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2 \cdot (e^{-\alpha x} + e^{(-\alpha(H-x))})}{D \cdot (\alpha^2 L^2 - 1)} \quad (I-8)$$

A_3 and B_3 sont des Coefficients qui sont déterminés par les conditions aux limites suivantes :

- A la jonction ($x=0$) :

$$\frac{\partial \delta_3(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{Sf_3}{D} \delta_3(0) \quad (I-9)$$

- A la face arrière ($x=H$) :

$$\frac{\partial \delta_3(x)}{\partial x} \Big|_{x=H} = - \frac{Sb_3}{D} \delta_3(H) \quad (I-10)$$

Sf_3 et Sb_3 sont respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière.

I-3 MODELING STUDY OF N⁺/P SOLAR CELL RESISTANCES FROM SINGLE I-V CHARACTERISTIC CURVE CONSIDERING THE JUNCTION RECOMBINATION VELOCITY (SF) [23]

Dans cet article les auteurs présentent une nouvelle technique d'évaluation des résistances série et shunt basée sur la vitesse de recombinaison à la jonction. En association avec les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière. Ils sont partis de la résolution de l'équation de continuité au niveau de la base de la photopile quand elle est éclairée par une lumière monochromatique. A partir du tracé des profils de la caractéristique I-V et P-V. Ainsi ils proposent un modèle de circuit équivalent qui permet de donner les expressions de la résistance série et shunt

I.4 A NEW CHARACTERIZATION METHOD FOR SOLAR CELL DYNAMIC IMPEDANCE

(Nouvelle méthode de caractérisation de l'impédance dynamique d'une cellule solaire)[24]

Cet article fait part d'une technique de caractérisation de l'impédance dynamique d'une cellule solaire par une méthode basée sur la spectroscopie d'impédance.

Pour cette nouvelle méthode de caractérisation d'impédance dynamique, les auteurs utilisent un courant continu modulé par un petit signal carré en lieu et place d'un signal sinusoïdal fréquemment utilisé en spectroscopie d'impédance.

Cette méthode permet de réduire le matériel expérimental, de simplifier en rendant plus accessibles les mesures de l'impédance.

Les mesures sont effectuées sur une cellule au silicium cristallin de surface (10 cm x 10 cm)

Les conditions expérimentales sont :

- La température de la cellule est égale à la température ambiante de la salle
- La cellule est polarisée à l'obscurité

Les courants et les tensions d'entrée et de sortie de la cellule test peuvent être visualisés par un oscilloscope numérique. Les données sont transférées au PC par l'intermédiaire du port de transmission de données GPIB. L'impédance dynamique de la cellule solaire est calculée sur la base de MATLAB en utilisant la technique de transformée de Fourier rapide (FFT :Fast Fourier Transform).

Dispositif expérimental :

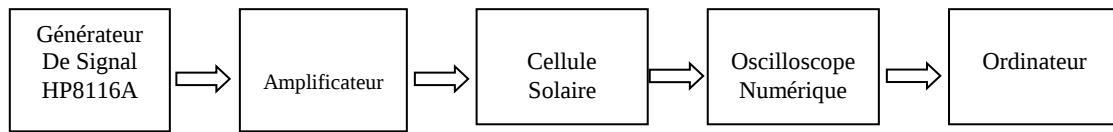


Figure I-2 : Dispositif expérimental utilisé en spectroscopie d'impédance

Le schéma électrique équivalent d'une cellule solaire en régime dynamique est représenté à la figure I.2 :

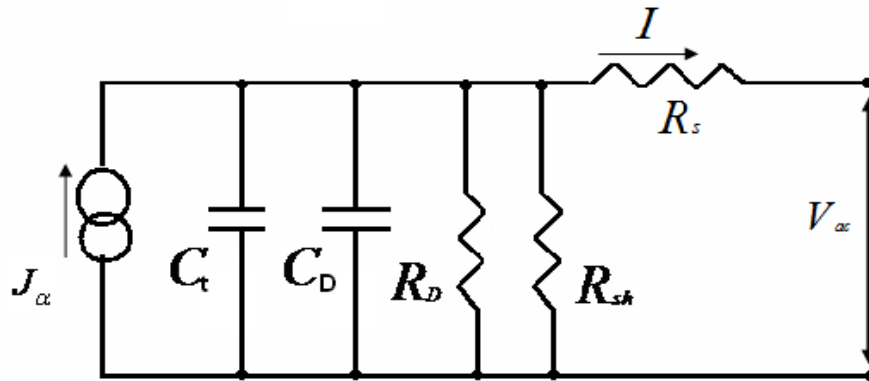


Figure I-3 : Schéma électrique équivalent d'une cellule solaire

L'impédance dynamique du circuit ci-dessus s'écrit sous la forme suivant :

$$R_{pv} + i \cdot X_{pv} = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot (R_{Sh} + R_D)}{(R_{Sh} + R_D)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} - \frac{i \cdot \omega \cdot (R_{Sh} \cdot R_D)^2 \cdot C}{(R_{Sh} + R_D)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} \quad (I-11)$$

Avec :

R_{PV} étant la composante résistif de l'impédance dynamique

et X_{pv} étant la composante réactive de l'impédance dynamique

Les valeurs de la résistance dynamique obtenues à partir des méthodes de caractérisation de l'impédance dynamique sont consignées dans le tableau ci-dessous :

Tableau I.1 : Résistance dynamique

Tension (v)	0,2	0,3	0,4
$R_{d1} (\Omega)$	15,53	4,90	1,40
$R_{d2} (\Omega)$	15,53	4,71	1,39

R_{d1} est obtenue à partir de la méthode de détermination qui utilise un courant continu modulé par un petit signal carré.

R_{d2} est obtenue à partir de la méthode de détermination qui utilise un signal sinusoïdal.

Cet article montre une nouvelle méthode simple pour mesurer les impédances des cellules solaires en utilisant un signal carré en lieu et place d'un signal sinusoïdal. Les résultats expérimentaux de la nouvelle méthode donnent des valeurs d'impédance comparables à celles des études précédentes. Cette étude compare deux techniques de mesure basées sur le même principe, en utilisant un signal d'entrée sinusoïdal et un signal entrée carré, plutôt qu'une mesure absolue qui dépend-elle de l'exactitude et de la qualité de l'équipement d'essai.

I-5 MEASUREMENT OF SOLAR CELL AC PARAMETERS USING IMPEDANCE SPECTROSCOPY

(Mesure des paramètres électriques d'une photopile par la méthode de la Spectroscopie d'impédances) [25]

L'auteur de ce document présente une méthode de détermination des paramètres d'une photopile.

Ainsi en utilisant le diagramme de Nyquist, il a représenté les spectres de l'impédance selon quelques modèles électriques de base :

- Le Spectre d'impédance d'une résistance pure (R) que nous présentons à la figure 1

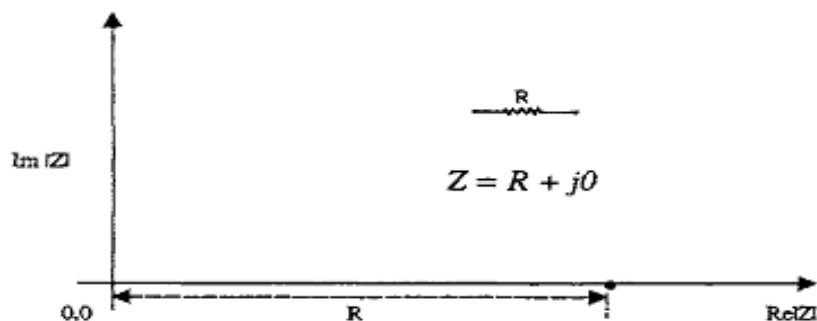


Figure I-4 Impédance d'une résistance pure (R)

- Le Spectre d'impédance d'une capacité pure (C) que nous présentons à la figure 2

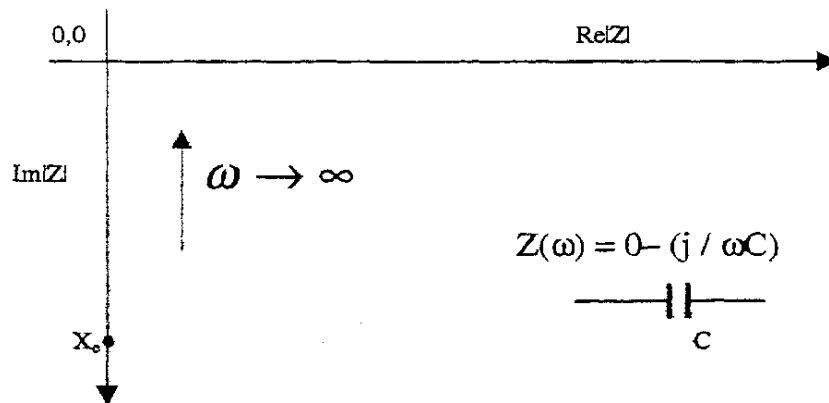


Figure I-5 Impédance d'une capacité pure (C)

- Le Spectre de l'impédance spectroscopique d'une inductance pure (L) que nous présentons à la figure 3

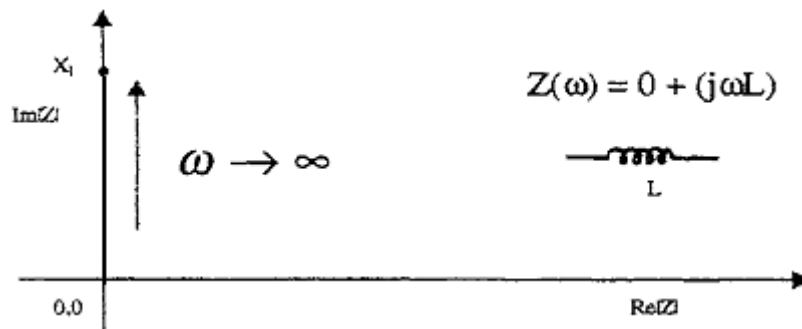


Figure I-6 Impédance d'une inductance pure (L)

- Le Spectre de l'impédance spectroscopique d'un circuit R-C en série que nous présentons à la figure 4

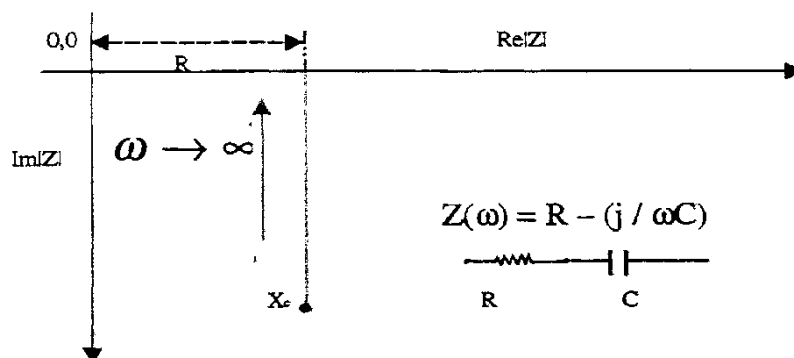


Figure I-7 Impédance d'un circuit R-C en série

- Le Spectre d'impédance d'un circuit R-L en série à la figure 6

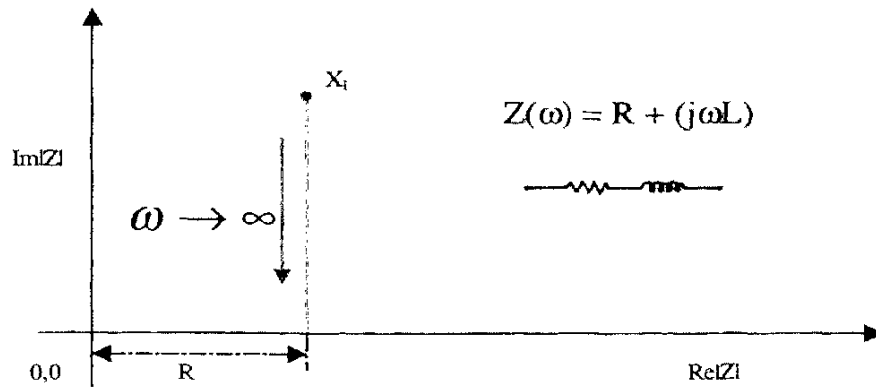


Figure I-8 : Impédance d'un circuit R-L en série

- Le Spectre d'impédance d'un circuit R-C en parallèle que nous montrons à la figure 7

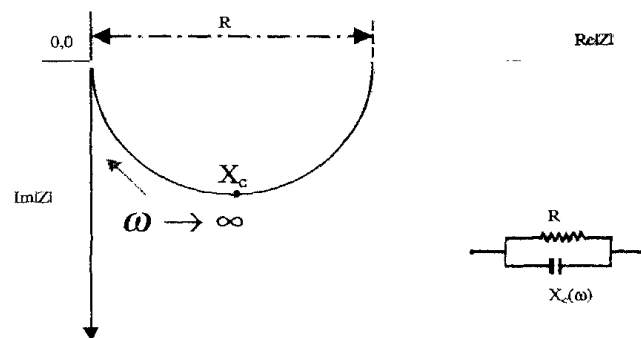


Figure I-9 : Impédance d'un circuit R-C en parallèle

- Le Spectre d'impédance d'un circuit R-L en parallèle que nous reproduisons à la figure 9

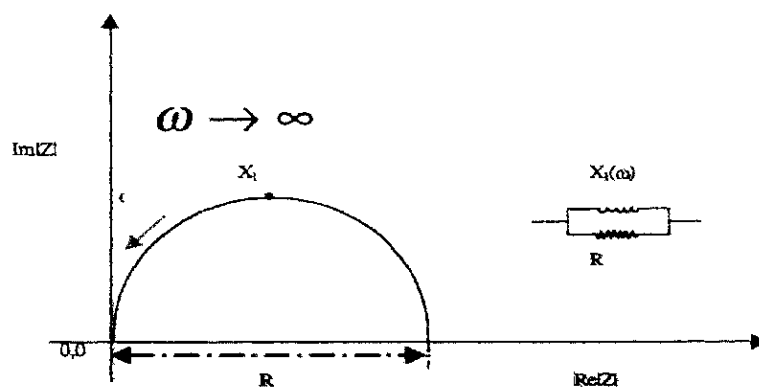


Figure I-10: Impédance d'un circuit R-C en parallèle

Après cette étude théorique sur les circuits, l'auteur a déterminé quelques paramètres électriques de la photopile par la méthode de la spectroscopie d'impédance.

I-6 EVOLUTION DES COEFFICIENTS GLOBAUX D'ÉCHANGE THERMIQUE DES MATERIAUX KAPOK-PLATRE ET FILASSE-PLATRE EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL [26]

Les auteurs de cet article présentent dans cette étude, une caractérisation des matériaux kapok-plâtre et filasse-plâtre à partir du coefficient global [2] d'échange thermique établi en régime dynamique fréquentiel. Les phénomènes de transfert de chaleur sont modélisés à partir d'un circuit électrique équivalent. Dans leur étude les auteurs utilisent un matériau plan soumis à une température excitatrice en régime dynamique fréquentiel.

L'équation de la chaleur, sans source ni puits de chaleur, est donnée par l'expression :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (\text{I-12})$$

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot C} \quad (\text{I-13})$$

La solution de l'équation (1) en régime dynamique fréquentiel établi, est donnée par l'expression (3) : suivante

$$T(x, t) = \left[A_1 \sinh\left(\frac{x}{L^*}\right) + A_2 \cdot \cosh\left(\frac{x}{L^*}\right) \right] \cdot \exp(i\omega t) \quad (\text{I-14})$$

$$L^* = \sqrt{\frac{\alpha}{2\omega}} \cdot (1 - i) \quad (\text{I-15})$$

L^* est la longueur de diffusion thermique complexe.

$$\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = h_1 \cdot [T(0, t) - T_{a1}] \quad (\text{I-16})$$

$$\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = h_2 \cdot [T(L, t) - T_{a2}] \quad (\text{I-17})$$

$$A_1 = \frac{h_1 \cdot h_2 \cdot T_{01} - h_1 \cdot T_{01} \cdot h_2 \cdot [\cosh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \sinh(\beta \cdot L)]}{\lambda \cdot \beta \cdot h_2 \cdot \cosh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \sinh(\beta \cdot L) + h_1 \cdot [h_2 \cdot \sinh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \cosh(\beta \cdot L)]} \quad (\text{I-18})$$

$$A_2 = \frac{h_2 \cdot \lambda \cdot \beta \cdot T_{01} - h_1 \cdot T_{01} \cdot [\sinh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cosh(\beta \cdot L)]}{\lambda \cdot \beta \cdot h_2 \cdot \cosh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \sinh(\beta \cdot L) + h_1 \cdot [h_2 \cdot \sinh(\beta \cdot L) + \lambda \cdot \beta \cdot \cosh(\beta \cdot L)]} \quad (\text{I-19})$$

$$\Phi(x, \omega, t) = \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{I-20})$$

La densité de flux de chaleur à travers le matériau est donnée par l'expression (9) :

$$\Phi(x, \omega, t) = \lambda \cdot \beta \cdot [A_1 \cosh(\beta \cdot x) + A_2 \cdot \sinh(\beta \cdot x)] \cdot \exp(i\omega t) \quad (\text{I-21})$$

Le coefficient global d'échange thermique est défini à partir de l'impédance thermique Z :

$$Z(x, \omega, t) = \frac{T(x=0, \omega, t) - T(x, \omega, t)}{\Phi(x, \omega, t)} \quad (I-22)$$

I-7.METHODE DU REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL DE MARECHAL ET DEVISME [27]

Les méthodes du régime dynamique fréquentiel dans leur principe, imposent une variation sinusoïdale ou tout simplement périodique de flux de chaleur ou de température, sur l'une des faces d'un échantillon considéré comme un milieu semi-infini

La connaissance de l'atténuation de l'amplitude et de la variation de phase du signal thermique en régime établi entre deux profondeurs distinctes x_1 et x_2 du matériau permet de déterminer la diffusivité thermique.

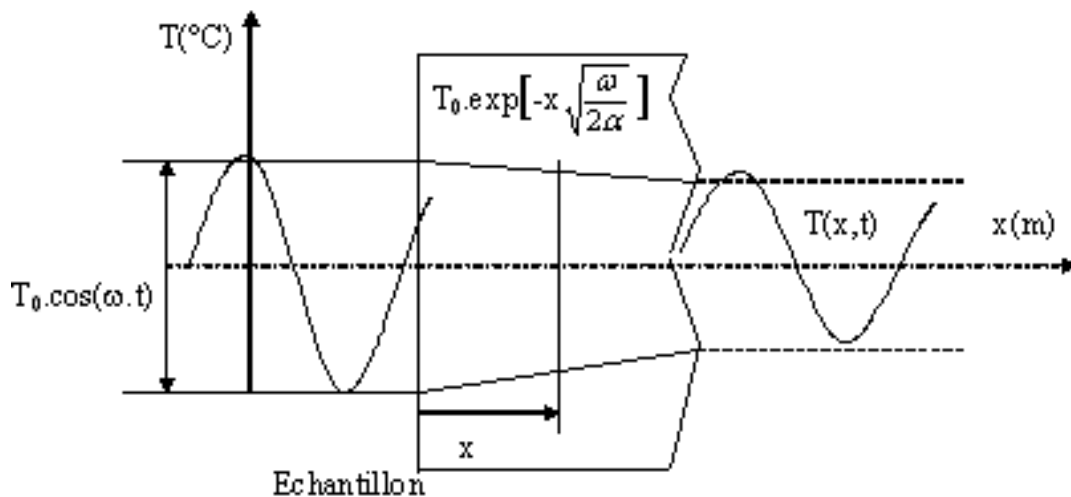


Figure I-11: Propagation unidirectionnelle d'un signal thermique sinusoïdal

Dans le cas d'un signal sinusoïdal, de pulsation ω , l'équation à résoudre s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \quad (I-23)$$

Les conditions aux limites sont :

$$T(0, t) = T_0 \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (I-24)$$

$$T(\infty, t) = 0 \quad (I-25)$$

La solution de l'équation munie des conditions aux limites est :

$$T(x, t) = T_0 \cdot \exp\left[-x \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right] \cdot \cos\left[\omega t - x \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}\right] \quad (I-26)$$

La Figure 2 représente les thermogrammes chronologiques en deux points $x_1 = 0$ et $x_2 \neq 0$.

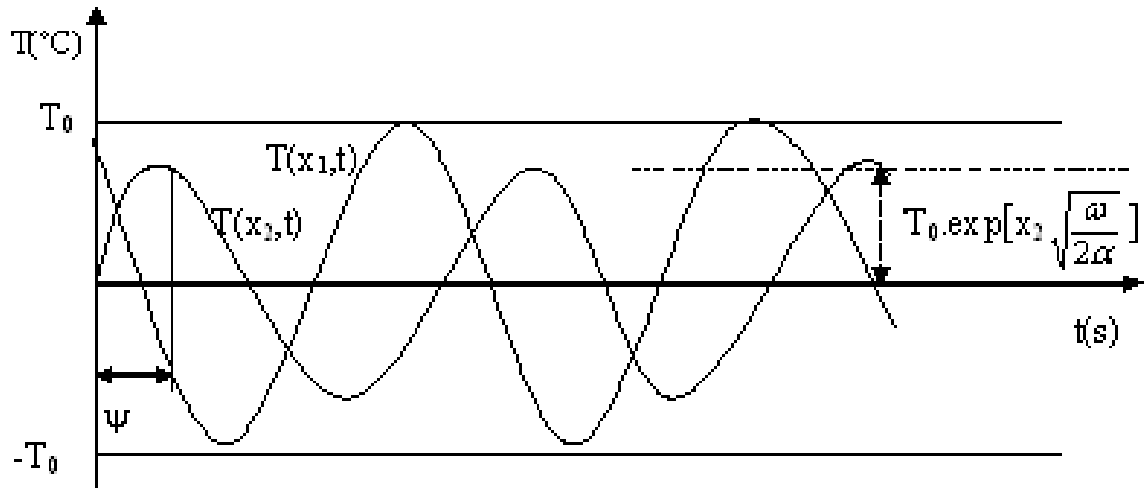


Figure I-11: Thermogrammes chronologiques aux points $x_1 = 0$ et $x_2 \neq 0$

De la relation (4) nous constatons qu'entre les températures instantanées aux points $x_1 = 0$ et $x_2 \neq 0$, il existe un déphasage Ψ d'expression :

$$\psi = (x_1 - x_2) \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} \quad (\text{I-27})$$

La mesure du déphasage ψ permet de remonter à la diffusivité thermique :

$$\alpha = \frac{\omega}{2} \left[\frac{x_1 - x_2}{\psi} \right]^2 \quad (\text{I-28})$$

où :

ω = pulsation du signal périodique

Ψ = déphasage entre les températures instantanées aux points $x_1 = 0$ et $x_2 \neq 0$.

A partir d'une mesure des amplitudes $T_{\max}(x_1)$ et $T_{\max}(x_2)$ pour les profondeurs respectives x_1 et x_2 il est également possible de remonter à la diffusivité du matériau :

$$\alpha = \frac{\omega}{2} \left[\frac{x_1 - x_2}{\ln \left[\frac{T_{\max}(x_1)}{T_{\max}(x_2)} \right]} \right] \quad (\text{I-29})$$

L'analyse critique de cette méthode a été faite par P. VERNOTTE [23] et J. MARTINET [24]. Ils ont fait ressortir notamment la difficulté d'obtenir une température variant sinusoïdalement de façon rigoureuse, et les erreurs induites par l'appréciation du repérage des points singuliers sur les thermogrammes de mesures.

Des améliorations ont été apportées à la méthode par J. M. MERICQ [25], J. C. MARECHAL & J. M. DEVISME [26] et [27], pour l'adapter respectivement sur des échantillons cylindriques de matériaux conducteurs et sur des échantillons plans de matériaux de construction.

Le modèle de MARECHAL & DEVISME utilise un dispositif (Figure 3) qui comprend deux échantillons plans identiques et accolés, placés entre deux plaques chauffantes identiques. Un flux calorifique périodique non nécessairement sinusoïdal est dissipé dans les plaques chauffantes. L'ensemble échantillons – plaques chauffantes est disposé entre deux plaques de refroidissement maintenues à une température constante par la circulation régulée d'un fluide. Une isolation latérale permet la canalisation du flux de chaleur pour avoir un écoulement unidimensionnel.

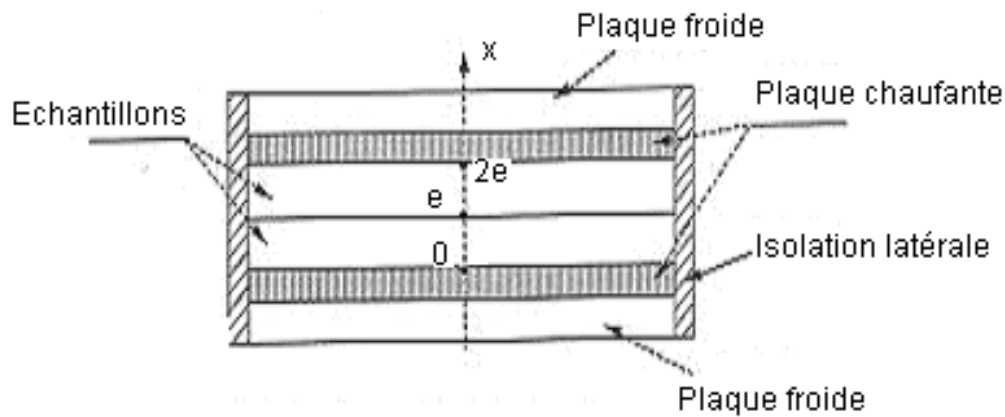


Figure I-12: Dispositif expérimental du modèle de MARECHAL et DEVISME

Pour un signal thermique sinusoïdal établi de période P , les températures T_1 (des faces $x = 0$ et $x = 2e$) et T_2 (de la face $x = e$) s'écrivent :

$$T_1 = T_{1max} \cdot \sin[2\pi t / p] \quad (I-30)$$

$$T_2 = T_{2max} \cdot \sin[(2\pi t / p) - \psi] \quad (I-31)$$

MARECHAL ET DEVISME montrent que la diffusivité thermique est donnée par :

$$\alpha = \frac{e^2}{z^2} \frac{\pi}{p} \quad (I-32)$$

avec :

e : épaisseur de l'échantillon (m)

p : période des signaux thermiques (s)

z : grandeur caractéristique du matériau, solution des équations transcendantes :

$$A(z) = \frac{T_{2m}}{T_{1m}} = 2 \sqrt{\frac{\cosh(2z) - \cos(2z)}{\cosh(4z) - \cos(4z)}} \quad (\text{I-33})$$

$$\psi(z) = \arctan\left[\frac{\tanh(z)}{\tan(z)}\right] - \arctan\left[\frac{\tanh(2z)}{\tan(2z)}\right] \quad (\text{I-34})$$

où :

$A(z)$ est l'affaiblissement des amplitudes maximales et $\Psi(z)$ le déphasage entre T_1 et T_2

Dans le cas des signaux périodiques quelconques, le déphasage $\Psi(z)$ et l'affaiblissement $A(z)$ sont calculés en s'intéressant uniquement au terme fondamental du développement en série de Fourier de ces signaux.

Notons que cette méthode nécessite des temps d'expérimentation très longs, compte tenu des temps de mise en régime (quelques heures à plusieurs jours selon la nature de l'échantillon).

I-8 CONCLUSION

Cette étude bibliographique nous a permis, la détermination des paramètres électriques de la photopile solaire en régime dynamique fréquentiel, à partir de la méthode de la spectroscopie d'impédance, mais aussi une méthode de détermination de paramètres thermiques sur certains matériaux que sont le plâtre et la filasse. Mais ces méthodes n'ont pour la plupart, pas tenu compte de l'influence de la pulsation angulaire et de la longueur d'onde sur ces paramètres, ainsi que son comportement du à un échauffement quand celle-ci est éclairée par une lumière monochromatique. Notre étude utilise certaines techniques de caractérisation basée sur une comparaison entre les paramètres électriques et thermiques adaptés à la photopile au silicium polycristallin afin d'aboutir aux circuits équivalents de fonctionnement de la photopile en régime dynamique fréquentiel.

BIBLIOGRAPHIE

- [22] M. NDiaye, H. Ly Diallo, M. Wade, I. Ly, B. Dieng, O. H. Lemrabott, A. S. Maïga, G. Sissoko Faculty of Science and Technology, University Cheikh Anta Diop, Dakar, Senegal
Research Journal of Applied Science, Engineering and Technology 2011
- [23]
- [24] D. Chenvidhya, K. Kirtikara, C. Jivacate Solar Energy Materials and Solar Cells 80 (2003) 459-464
- [25] Measurement of solar Cell AC parameters using Impedance Spectroscopy
A Thesis Submitted of the Degree of Master of Science (Eng.) In Faculty of Engineering by R. Anil Kumar. Department of Instrumentation Indian Institute of Science INDIAN January 2000
- [26] M.S. Ould Brahim, S. Tamba, M.Sarr, A. Diène, I. Diagne, F. Niang et G. Sissoko
Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire,
Revue des Energies Renouvelables Vol. 14 N°2 (2011) 203 – 210 02 27 Juin 2011)
- [27] AHMED BEN BELLA BAH « caractérisation des matériaux par phénomènes thermiques transitoire : application à une dalle en béton récupératrice d'énergie solaire », LEA-ESP-UCAD de Dakar, Thèse de doctorat 1996

PARTIE II : ETUDE ELECTRONIQUE DE LA PHOTOPILE

I. INTRODUCTION

Dans cette première partie nous allons procéder à l'étude de la photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel sous éclairage monochromatique. Dans cette étude, nous allons déterminer le photocourant et la phototension de la photopile à partir de la densité de porteurs de charge minoritaires photo créés dans la base.

Dans un deuxième temps nous allons tracer le profil de la caractéristique courant-tension de la photopile pour les trois modes d'éclairage que sont : un éclairage par la face avant, un éclairage par la face arrière et un éclairage simultané sur les deux faces de la photopile.

A partir des profils de la caractéristique courant-tension, nous avons établi le schéma équivalent du fonctionnement de la photopile en court-circuit et en circuit-ouvert.

Le concept de vitesses de recombinaison en court-circuit et en circuit-ouvert sera mis en œuvre grâce aux profils de la phototension et du photocourant.

Nous procéderons ensuite à la détermination des paramètres électriques de la photopile que sont la capacité de diffusion, le rendement de la capacité ainsi que les résistances shunt et série à partir des schémas équivalents du fonctionnement de la photopile en court-circuit et en circuit ouvert.

Enfin nous terminerons cette partie par l'étude de l'impédance dynamique dont on déterminera le digramme de Nyquist et de Bode, et proposer quelques modèles équivalents de la photopile.

II. PRESENTATION DE LA PHOTOPILE

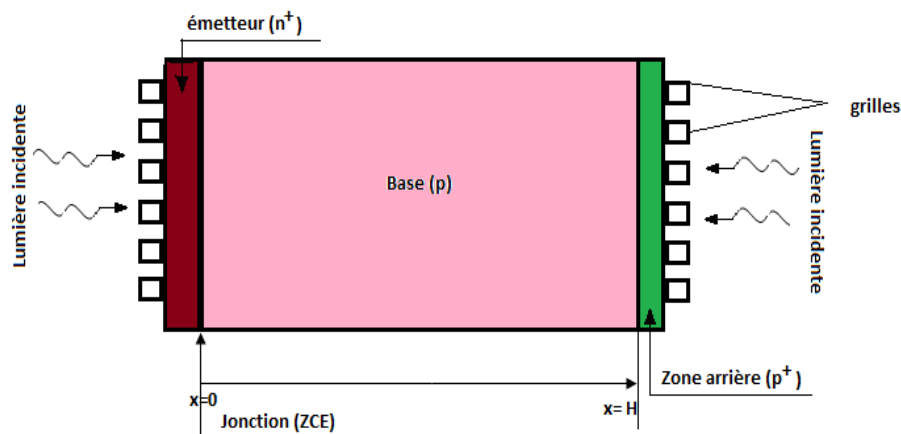


Figure II-1 Photopile bifaciale au silicium type n^+, p, p^+

La photopile ainsi représentée à la figure 1 est constituée de quatre parties essentielles.

- **L'émetteur de type n^+** : de faible épaisseur environ (0.5 à $1\mu\text{m}$), fortement dopé en atomes donneurs le taux de dopage est de (10^{17} à 10^{19} atomes par cm^3).

- **La base de type p :** d'épaisseur plus importante et beaucoup plus épaisse peut s'étendre jusqu'à 400 μm moins dopée que l'émetteur environ (10^{15} à 10^{17} atomes par cm^3) en atomes accepteurs. Elle est de type p, cette partie de la structure présente un défaut d'électrons (porteurs minoritaires).

- **La jonction émetteur-base (ou zone de charge d'espace) :**

Résulte de la mise en commun de l'émetteur et de la base dopés différemment (émetteur de type n^+ et base de type p) cette zone est également appelée zone de charge d'espace, il y règne un champ électrique intense qui permet la séparation des paires électron-trou qui arrivent à la jonction.

- **Zone arrière de type p^+** sur dopée qui permet de renvoyer les porteurs photocréés à l'arrière de la base vers la jonction de la photopile.

Les grilles métalliques disposées aux extrémités de la photopile sont recouvertes d'une couche anti réfléchissante.

Ce type de photopile est appelé photopile à champ arrière (BSF) [27,28]. Elle a un rendement de photo conversion meilleur qu'une photopile ohmique. Lorsqu'elle est éclairée par une lumière d'énergie supérieure ou égale à celle du gap du matériau semi-conducteur.

Ainsi un rayon lumineux qui frappe la cellule peut pénétrer dans le cristal à travers la grille collectrice et provoquer l'apparition d'une tension électrique autour de la jonction, si le rayon possède une énergie suffisante.

Cependant pour faciliter notre étude nous procéderons comme suit :

Nous négligerons la contribution de l'émetteur [29]

Le champ cristallin sera négligé au niveau de la base de la photopile, seul le champ électrique à la jonction sera pris en compte.

L'étude sera effectuée à une dimension pour un éclairage à la face avant, à la face arrière et simultanément sur les deux faces.

III-DENSITE DE PORTEURS MINORITAIRES DE CHARGE

III-1-1 RESOLUTION DE L'EQUATION DE CONTINUITE

Lorsque la photopile est éclairée, il y a création de paires électron-trou dans la base. La distribution des porteurs minoritaires photocréés (électrons) dans la base est régie par l'équation de continuité suivante dont la résolution permet de déterminer la densité de porteurs

$$D(\omega) \cdot \frac{\partial^2 \delta_n(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\delta_n(x,t)}{\tau} = -G_n(x,t) + \frac{\partial \delta_n(x,t)}{\partial t} \quad (\text{II-1})$$

Dans cette équation,

$\delta_n(x,t)$ est la densité des porteurs minoritaires dans la base qu'on peut mettre sous la forme :

$$\delta_n(x,t) = \delta(x) \exp(i\omega t) \quad (\text{II-2})$$

avec $\delta_n(x)$ la composante spatiale et $\exp(i\omega t)$ la composante temporelle.

$G_n(x,t)$ est le taux de génération [29 ;30] donné par l'expression (I-3):

$$G_n(x,t) = g_n(x) \exp(i\omega t) \quad (\text{II-3})$$

avec $g_n(x)$ la composante spatiale et $\exp(i\omega t)$ la composante temporelle. On a :

$$g_n(x) = \alpha I_0 (1-R) (\xi \cdot e^{-\alpha x} + \chi \cdot e^{(-\alpha(H-x))}) \quad (\text{II-4})$$

n symbolise le mode d'éclairement : $n = 1$, $n = 2$, $n = 3$ pour un éclairage respectif de la face avant, de la face arrière et simultanément des deux faces de la photopile.

Les paramètres ξ et χ sont définis suivant le mode d'éclairement :

Mode d'éclairement	ξ	χ
Eclairement par la face avant	1	0
Eclairement par la face arrière	0	1
Eclairement simultané des deux faces	1	1

$\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ ; $R(\lambda)$ est le coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde λ ; H l'épaisseur de la photopile.

$D(\omega)$ est le coefficient de diffusion des porteurs, il a pour expression

$$D(\omega) := D \cdot \left[\frac{1 + \omega^2 \cdot \tau^2}{(1 - \omega^2 \cdot \tau^2)^2 + (2 \cdot \omega \cdot \tau)^2} + \omega \cdot \tau \cdot \frac{-\omega^2 \cdot \tau^2 - 1}{(1 - \omega^2 \cdot \tau^2)^2 + (2 \cdot \omega \cdot \tau)^2} \cdot i \right] \quad (\text{II-5})$$

τ est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires de charge.

En posant

$$L^2 = \tau D(\omega) \quad (\text{II-6})$$

Et

$$\frac{1}{L(\omega)^2} = \frac{1}{L^2} \times (i\omega\tau + 1) \quad (\text{II-7})$$

où $L(\omega)$ est la longueur de diffusion complexe

En introduisant les équations (II-2), (II-3) et (II-4) dans (II-1) nous obtenons l'équation (II-8) :

$$\frac{\partial^2 \delta_n(x)}{\partial x^2} - \frac{1}{L(\omega)^2} \cdot \delta_n(x) = - \frac{g_n(x)}{D(\omega)} \quad (\text{II-8})$$

III- 2 SOLUTION DE L'EQUATION DE CONTINUITE ET CONDITIONS AUX LIMITES

III- 2 -1 SOLUTION DE L'EQUATION DE CONTINUITE

La solution générale de l'équation (II.8) s'écrit sous la forme :

$$\delta_n(x) = \delta_{1n}(x) + \delta_{2n}(x) \quad (\text{II-9})$$

$\delta_{1n}(x)$ est la solution particulière de l'équation avec second membre et $\delta_{2n}(x)$ la solution générale de l'équation sans second membre.

III-2-2 SOLUTION PARTICULIERE DE L'EQUATION AVEC SECOND MEMBRE

La solution particulière $\delta_{1n}(x)$ a pour expression la relation II-10 suivante

$$\delta_{1n}(x) = A' \cdot \exp(\xi \times e^{-\alpha x} + \chi \times e^{(-\alpha(H-x))}) \quad (\text{II-10})$$

En remplaçant (II-10) dans (II-8) on obtient une équation qui permet de calculer A' donnée par l'expression suivante.

$$A' = \frac{-\alpha \cdot I_0 (1-R) \cdot L^2}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \quad (\text{II-11})$$

On trouve :

$$\delta_{1n}(x) = \frac{-\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \cdot \exp(\xi \times e^{-\alpha x} + \chi \times e^{(-\alpha(H-x))}) \quad (\text{II-12})$$

III-2-3 SOLUTION GENERALE DE L'EQUATION SANS SECOND MEMBRE

$$\delta_{2n}(x) = A_n \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_n \sinh\left(\frac{x}{L}\right) \quad (\text{II-13})$$

L'expression de la densité des porteurs de charges selon le mode d'éclairement est donnée par la relation (II-14)

$$\delta_n(x) = A_n \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_n \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2 \cdot \exp(\xi \times e^{-\alpha x} + \chi \times e^{(-\alpha(H-x))})}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \quad (\text{II-14})$$

A_n et B_n sont des coefficients qui sont déterminés par les conditions aux limites ci-après.

III- 2-4 CONDITIONS AUX LIMITES [31-32]

➤ à la jonction ($x = 0$) :

$$\frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{Sf_n}{D} \delta_n(0) \quad (\text{II-15a})$$

➤ à la face arrière de la base ($x = H$) :

$$\frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \Big|_{x=H} = -\frac{Sb_n}{D} \delta_n(H) \quad (\text{II-15b})$$

Où Sf_n et Sb_n représentent respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière de la photopile.

III- 2-5 EXPRESSION DE LA DENSITE DES PORTEURS MINORITAIRES EN EXCES**✓ éclairage avant**

Pour un éclairage à la face avant les conditions aux limites donnent pour les valeurs A_n et B_n respectivement

$$A_{av} = \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ D \cdot (Sb_{av} - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) + (Sf_{av} + \alpha \cdot D) \left[D \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{av} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \right\}}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1) \left[L \cdot D(Sb_{av} + Sf_{av}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{av} \cdot Sb_{av} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (\text{II-16})$$

$$B_{av} = \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ L \cdot Sf_{av} (Sb_{av} - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - (Sf_{av} + \alpha \cdot D) \left[D \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{av} \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \right\}}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1) \left[L \cdot D(Sb_{av} + Sf_{av}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{av} \cdot Sb_{av} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (\text{II-17})$$

en remplaçant A_{av} et B_{av} par leur valeur dans l'expression de la densité de porteurs on obtient :

$$\delta_{av}(x) = A_{av} \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_{av} \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{II-18})$$

✓ éclairage arrière

$$A_{ar} = \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ D \cdot (Sb_{ar} + \alpha \cdot D) + (Sf_{ar} - \alpha \cdot D) \left[D \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{ar} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \cdot \exp(-\alpha H) \right\}}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1) \left[L \cdot D(Sb_{ar} + Sf_{ar}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{ar} \cdot Sb_{ar} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (\text{II-19})$$

$$B_{ar} = \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ L \cdot Sf_{ar} (Sb_{ar} + \alpha \cdot D) - (Sf_{ar} - \alpha \cdot D) \left[D \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{ar} \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \cdot \exp(-\alpha H) \right\}}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1) \left[L \cdot D(Sb_{ar} + Sf_{ar}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{ar} \cdot Sb_{ar} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (\text{II-20})$$

en remplaçant A_{ar} et B_{ar} dans l'expression de la densité de porteur on obtient

$$\delta_{ar}(x) = A_{ar} \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_{ar} \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2 \cdot \exp(-\alpha(H-x))}{D \cdot (\alpha^2 L^2 - 1)} \quad (II-21)$$

✓ **éclairage simultané**

$$\delta_{sim}(x) = A_{sim} \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_{sim} \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2 \cdot (\exp(-\alpha \cdot x) + \exp(-\alpha(H-x)))}{D \cdot (\alpha^2 L^2 - 1)} \quad (II-22)$$

$$A_{sim} = \frac{\alpha I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ \frac{D \cdot [(Sb_{sim} + \alpha D) + (Sb_{sim} - \alpha D) \cdot \exp(-\alpha H)] + [(Sf_{sim} + \alpha D) + (Sf_{sim} - \alpha D) \cdot \exp(-\alpha H)]}{D \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{sim} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right)} \right\}}{D \cdot (\alpha^2 L^2 - 1) \left[L \cdot D (Sb_{sim} + Sf_{sim}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{sim} \cdot Sb_{sim} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (II-23)$$

$$B_{sim} = \frac{\alpha I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ \frac{L \cdot Sf_{sim} \cdot [(Sb_{sim} + \alpha D) + (Sb_{sim} - \alpha D) \cdot \exp(-\alpha H)] - [(Sf_{sim} + \alpha D) + (Sf_{sim} - \alpha D) \cdot \exp(-\alpha H)]}{D \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{sim} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right)} \right\}}{D \cdot (\alpha^2 L^2 - 1) \left[L \cdot D (Sb_{sim} + Sf_{sim}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{sim} \cdot Sb_{sim} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (II-24)$$

III-2-6 PROFIL DU MODULE DE LA DENSITE DES PORTEURS POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT

Nous représentons aux figures II-2, le profil de densité de porteurs de charge photocréés dans la base de la photopile en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation angulaire.

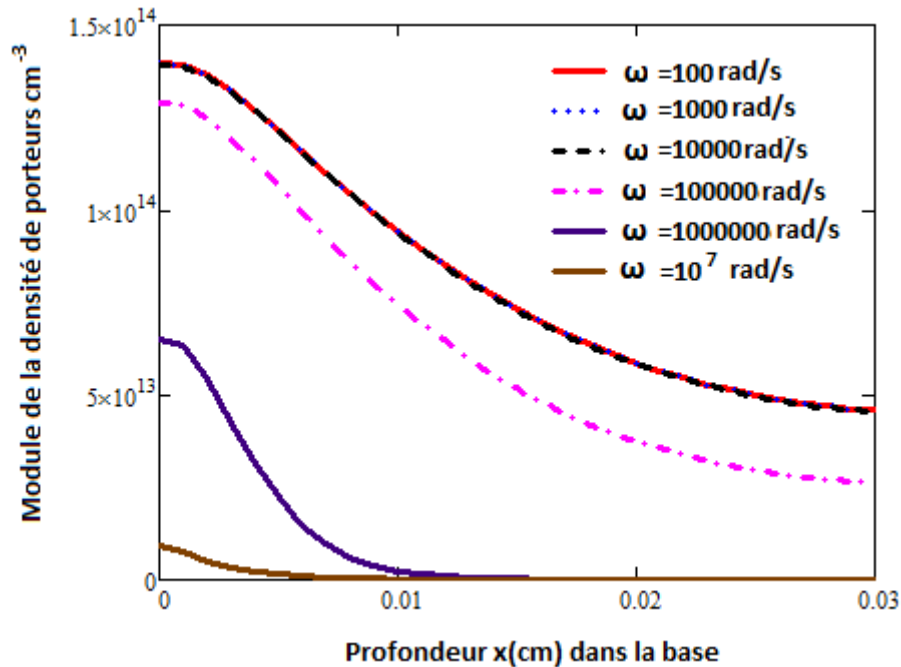


Figure II-2 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation ω . $\lambda = 0,88\mu\text{m}$, $Sf = Sb = 10^2\text{cm/s}$

Nous remarquons que la densité de porteurs augmente légèrement dans la zone près de la jonction ; région correspondant à un gradient positif. Dans cette zone les porteurs traversent la jonction pour participer à la génération du courant. Le maximum de la densité correspond à un stockage des porteurs au niveau de la zone près de la jonction. Au delà d'une certaine valeur de la profondeur x (gradient négatif) la densité de porteur décroît rapidement au fur et à mesure qu'on avance en profondeur cela est dû aux phénomènes de recombinaison en profondeur des porteurs de charges. Cependant, la densité de porteurs est plus importante pour les valeurs de ω inférieures à 10^4 rad/s (régime stationnaire) et est moins importante pour des valeurs de ω supérieures à 10^4 rad/s régime fréquentiel la photopile n'a pas le temps de répondre aux sollicitations de plus en plus accrues car elle n'a pas le temps de se relaxer. La figure II-3 illustre l'impact de la longueur d'onde sur la densité de porteurs pour un éclairage par la face avant.

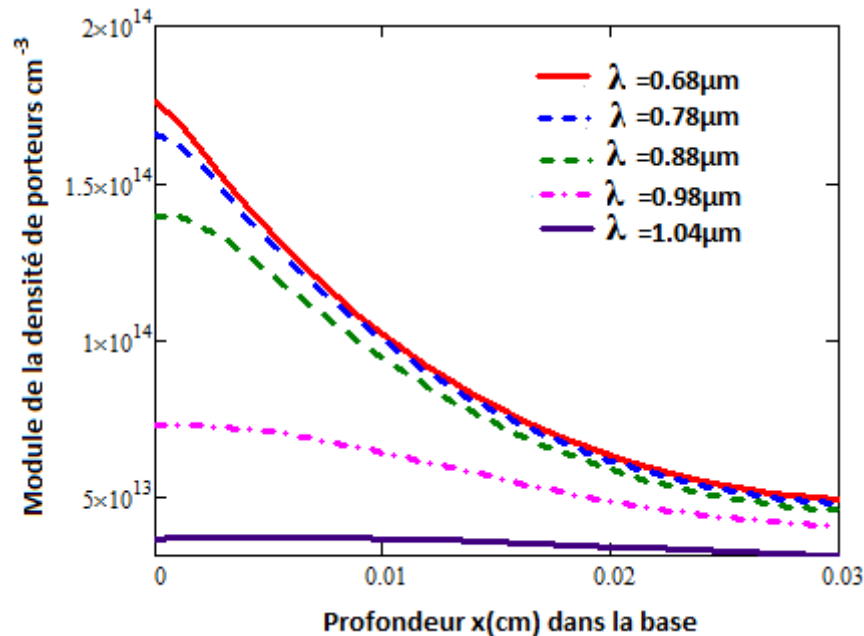


Figure II-3 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ . $\omega = 10^3 \text{ rad/s}$, $S_f = S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

La longueur d'onde a une influence sur la densité de porteurs. En effet si la longueur d'onde augmente la densité de porteurs diminue. Ceci peut être expliqué par le fait que si la longueur d'onde augmente l'excitation au sein de la photopile diminue fortement surtout quand la longueur est très élevée.

Nous étudions aux figures II-4, II-5 suivantes l'influence des vitesses de recombinaison à la jonction S_f et à la face arrière S_b

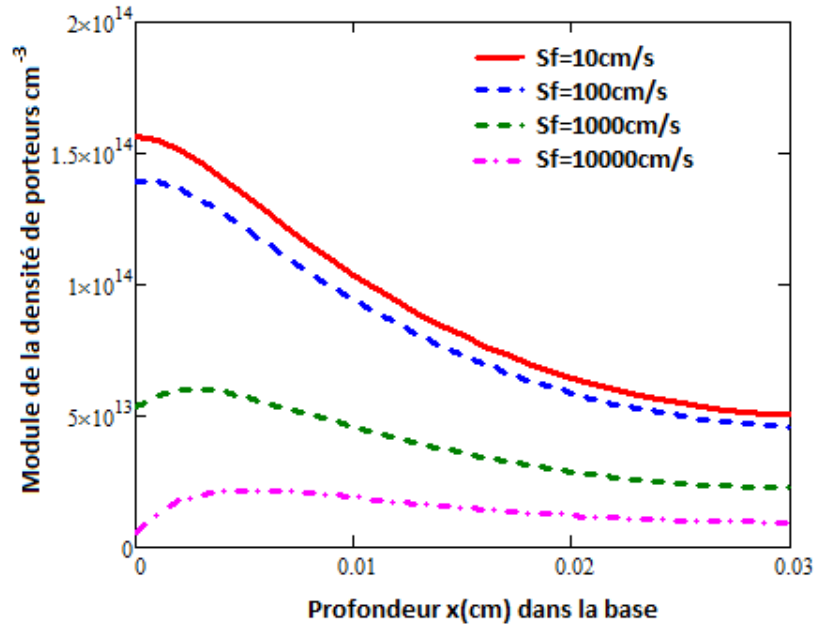


Figure II-4 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f : $\lambda = 0,88 \mu\text{m}$. $\omega = 10^3 \text{ rad/s}$, $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

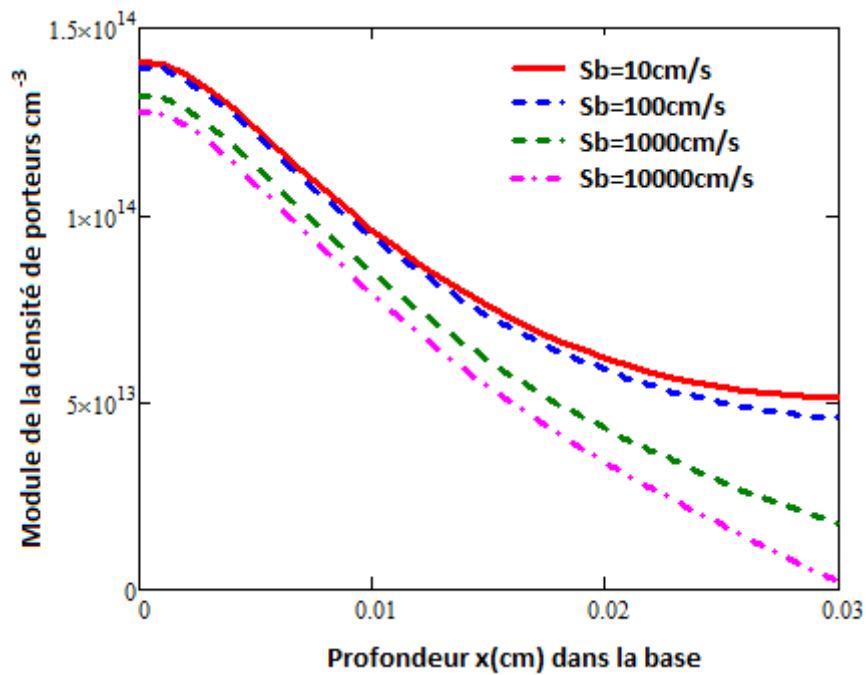


Figure II-5 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière S_b $\lambda = 0,88 \mu\text{m}$. $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$

Aux faibles vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière la densité de porteurs est plus importante. Mais elle diminue quand les vitesses de recombinaison augmentent. la

recombinaison étant considérée comme des pertes de porteurs c'est ce qui explique cette diminution.

III-2-7 PROFIL DU MODULE DE LA DENSITE DES PORTEURS DE CHARGE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE

Les profils de la densité de porteurs de charge minoritaires en fonction de la profondeur dans la base de la photopile pour un éclairage par la face arrière sont représentés sur les figures, II-6, II-7 pour différentes valeurs de la pulsation angulaire et de la longueur d'onde respectivement

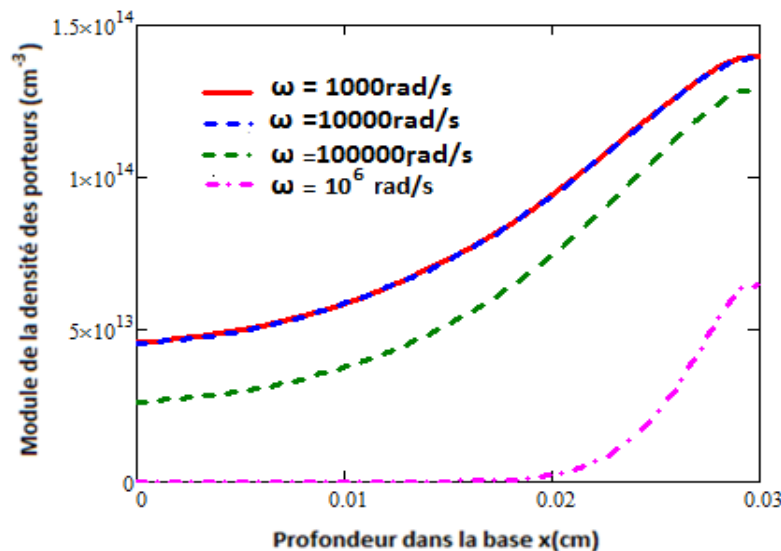


Figure II-6 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation ω : $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$, $S_f = S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

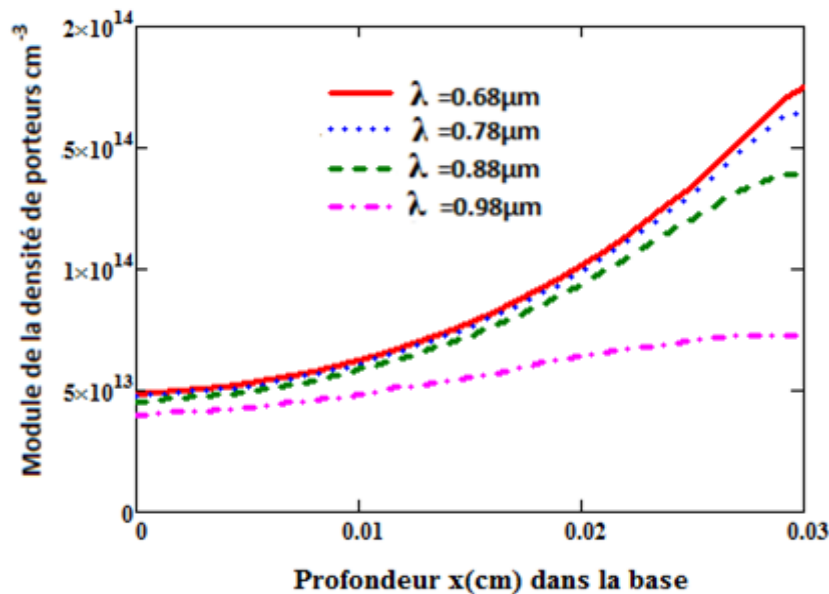


Figure II-7 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ . $\omega = 10^3 \text{ rad/s}$, $S_f = S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

On remarque à travers cette figure que le point maximum de la densité se déplace du côté de la face arrière. Nous notons cependant une décroissance de la densité au fur et à mesure qu'on s'écarte de la face arrière. Mais aussi une variation de celle-ci quand la longueur d'onde varie. A la figure II-8 la densité de porteurs a été représentée en fonction de la profondeur pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction.

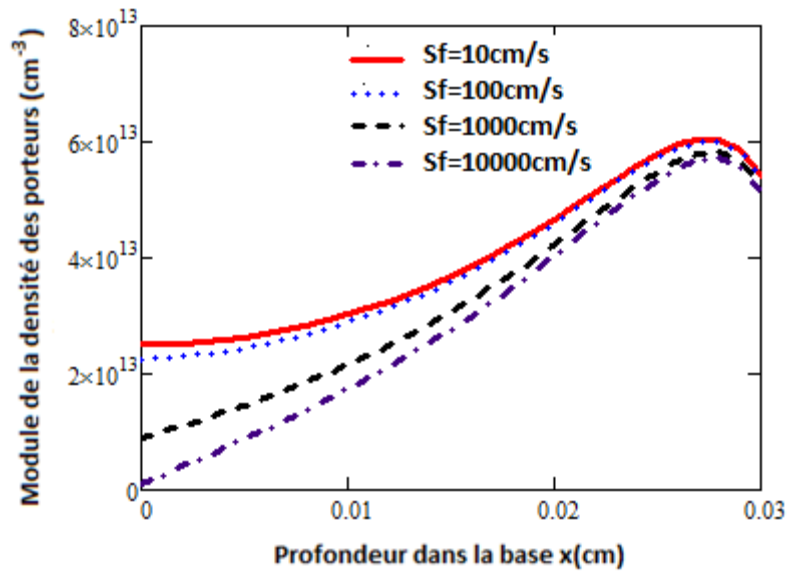


Figure II-8 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f : $\lambda = 0,88 \mu\text{m}$. $\omega = 10^3 \text{ rad/s}$, $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

Aux faibles valeurs de la profondeur la densité de porteurs varie faiblement quand la vitesse de recombinaison S_f est faible. Mais quand on avance en profondeur la densité diminue fortement quand la vitesse de recombinaison à la jonction augmente.

L'influence de la vitesse de recombinaison à la face arrière est donnée à la figure II-9 suivante.

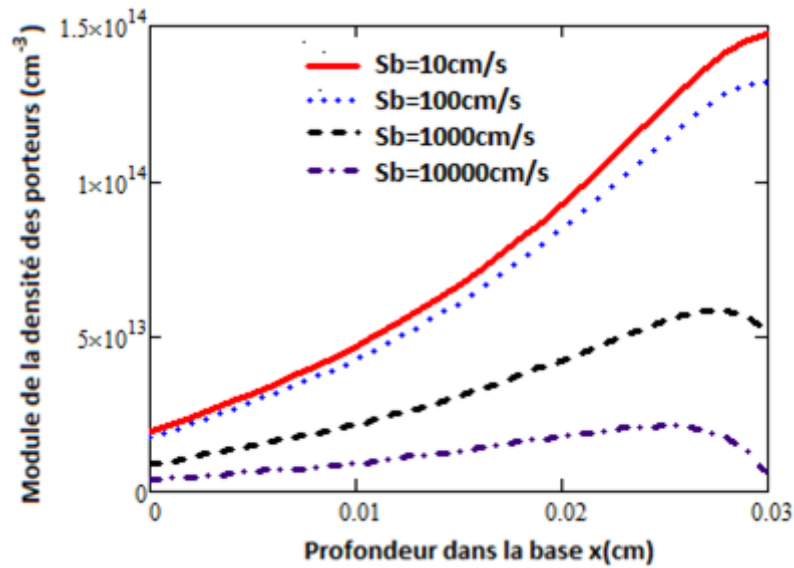


Figure II-9 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison S_b $\lambda=0,88\mu\text{m}$. $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$

La vitesse de recombinaison S_b a une influence remarquable sur la densité de porteurs ; au niveau de la face qui reçoit l'éclairement. Ainsi pour des vitesses de recombinaison S_b faibles la densité est plus importante mais diminue fortement quand S_b augmente ce qui est tout à fait normal car la photopile tend à être une photopile ohmique quand les recombinaisons considérées comme des pertes de porteurs augmentent.

III-2-8 PROFIL DU MODULE DE LA DENSITE DES PORTEURS POUR UN ECLAIREMENT SIMUTATANE SUR LES DEUX FACES

La figure II-10 suivante donne le profil de la densité de porteurs de charge en fonction de la profondeur dans la base de la photopile pour différentes valeurs de la longueur d'onde

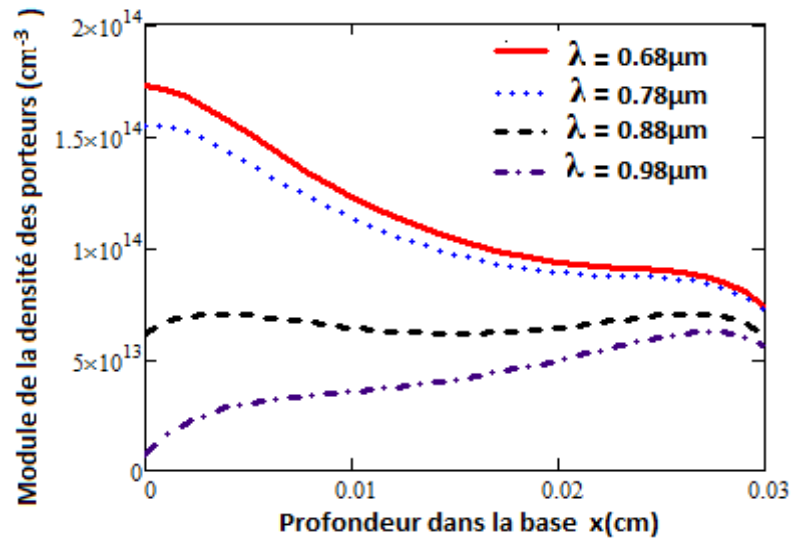


Figure II-10 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ . $\omega = 10^3$, $S_f = S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

La densité de porteurs minoritaires est maximale près de la jonction et de la face arrière c'est l'effet de l'éclairement simultané par la face avant et arrière. Cette densité diminue en profondeur car il y'a peu de porteurs générés en profondeur à cause de l'atténuation de l'onde lumineuse ce résultat est en accord avec la loi de Biot Lambert. Comme pour les modes d'éclairement précédents la densité de porteurs est également influencée par la longueur d'onde qui diminue l'amplitude de la densité quand celle-ci devient importante.

Les profils de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière sont représentés aux figures II-11, II-12 suivantes.

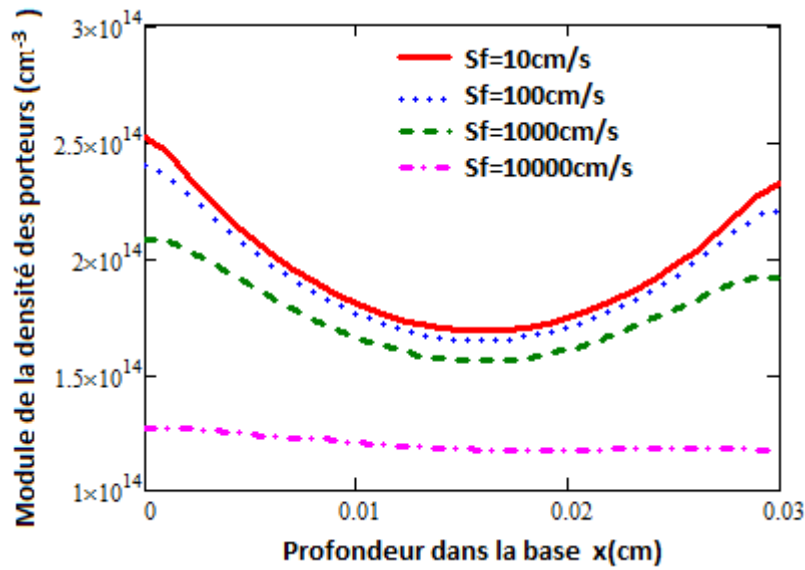


Figure II-11 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f $\lambda=0,88\mu\text{m}$. $\omega = 10^3\text{rad/s}$, $S_b = 10^2\text{cm/s}$

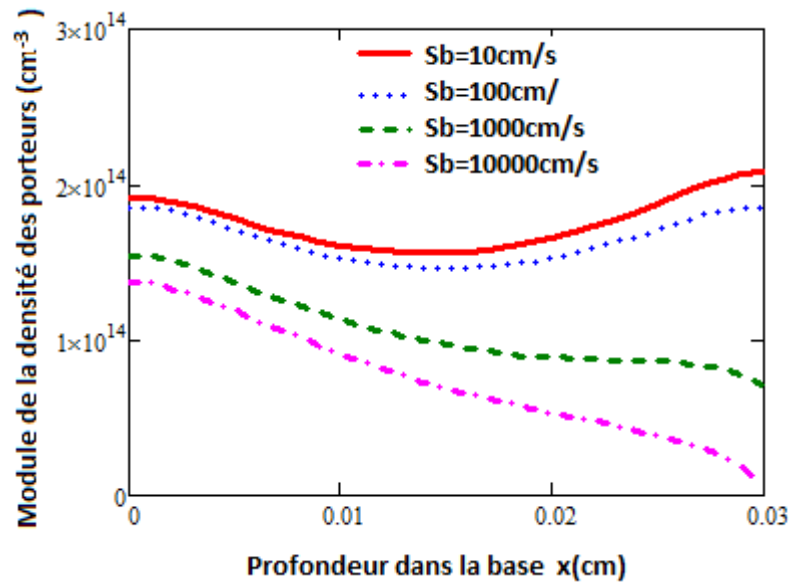


Figure II- 12 : Module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs S_b $\lambda=0,88\mu\text{m}$. $\omega = 10^2\text{rad/s}$, $S_f = 10^2\text{cm/s}$

Commes précédemment vu, l'influence de la vitesse de recombinaison à la la face arrière à pour effet de diminuer l'amplitude de la densité de porteurs sur cette face à causes des pertes de porteurs que cette recombinaison engendre.

II-3-2 ETUDE COMPARATIVE DE LA DENSITE DE PORTEURS POUR LES TROIS MODES D'ECLAIREMENT

Nous faisons une étude comparative de la densité de porteurs pour les trois modes d'éclairement à la figure II-13 suivante.

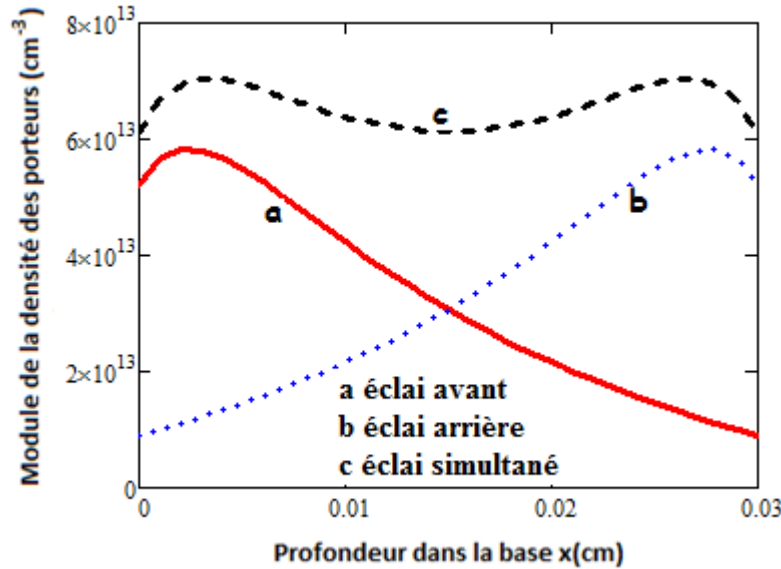


Figure II-13 : module de la densité de porteurs en fonction de la profondeur dans la base pour les trois modes d'éclairement

Cette figure montre que l'éclairement simultané génère plus de porteurs et donne donc la densité des porteurs minoritaires la plus importante [33], suivi de l'éclairement par la face avant. En outre, nous remarquons une présence accrue des porteurs, à la face avant quand l'éclairement se fait au niveau de cette face, à la face arrière quand l'éclairement se fait à l'arrière. Le double éclairement donne une présence massive des porteurs à l'avant et à l'arrière de la base de la photopile.

III- DENSITE DE PHOTOCOURANT

La densité de photocourant est obtenue à partir de la relation de Fick suivante :

$$J_n(\lambda, \omega, Sf_n, Sb_n) = q \cdot D \cdot \left. \frac{\partial \delta_n(x, \lambda, \omega, Sf_n, Sb_n)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (\text{III-1})$$

n définit le mode d'éclairement q est la charge de l'électron D le coefficient de diffusion des porteurs de charges minoritaires.

III-1 DENSITE DE PHOTOCOURANT POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT

Nous donnons le profil du module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction aux figures II-14, II-15 pour différentes valeurs de la pulsation ω et de la longueur d'onde λ .

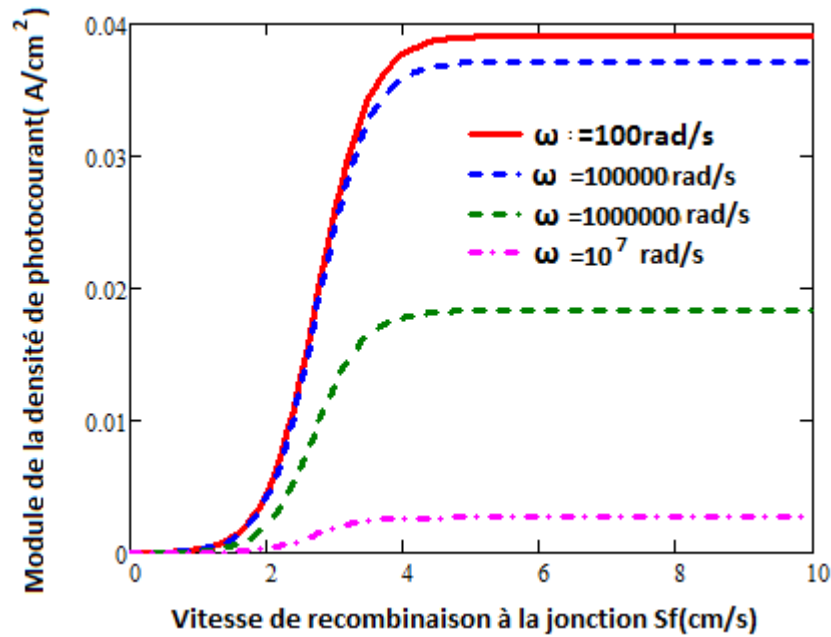


Figure II-14 : Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de la pulsation ω . $S_b = 10^3$ cm/s, $\lambda = 0,88 \mu\text{m}$

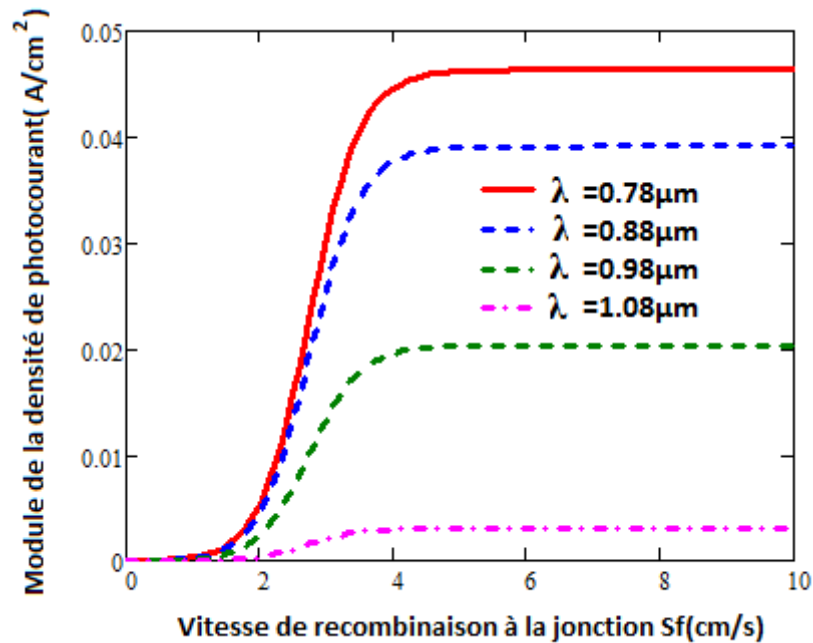


Figure II-15 : Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ . $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

A travers ces trois figures nous remarquons que les profils de la densité de courant comportent deux parties. Un premier palier correspondant aux faibles vitesses de recombinaison S_f ($0 < S_f < 10 \text{ cm/s}$) où la densité de courant est nulle : c'est le fonctionnement de photopile en circuit- ouvert les porteurs sont stockés au niveau de la région de la base proche de la jonction. Une deuxième partie où la densité de porteurs croît très rapidement pour atteindre un deuxième palier où le courant est maximal : c'est le fonctionnement de la photopile en court-circuit. L'analyse de ces figures montre que la densité de photocourant est plus importante pour les faibles valeurs de la pulsation et de la longueur d'onde mais au fur et à mesure que le niveau de l'éclairement augmente c'est-à-dire ω et λ augmente la densité de photocourant diminue fortement ce qui confirme l'analyse qui avait été faite à savoir le temps de relaxation de la photopile.

Nous étudions à la figure II-16 suivante le module de la densité de photocourant en fonction du logarithme de la pulsation en faisant varier la longueur d'onde.

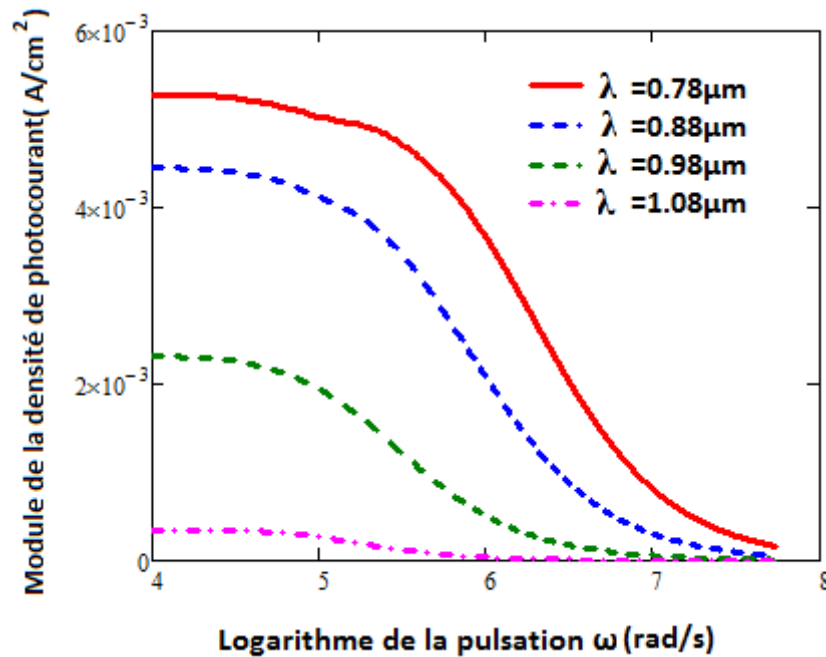


Figure II-16: Module de la densité de photocourant en fonction de la pulsation ω Sb pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ . $S_f = S_b = 10^2 \text{ cm/s}$,

A travers cette figure la densité de photocourant est maximale pour une valeur de la pulsation comprise entre 10^4 et 10^5 rad/s, dans cette zone la densité de photocourant est peu sensible à la pulsation angulaire alors qu'elle décroît fortement en fonction du logarithme de la pulsation au-delà de 10^5 rad/s cette décroissance rapide serait certainement due à une forte recombinaison dans cette gamme de valeurs de la pulsation. En outre nous notons aussi l'influence de la longueur d'onde sur la densité de photocourant, analyses qui avaient été faites lors des courbes précédentes. En effet lorsque la densité des porteurs devant générer le courant diminue avec la longueur d'onde le photocourant l'est aussi.

III-2 DENSITE DE PHOTOCOURANT POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE

Nous donnons aux figures II-17, II-18 suivantes le profil de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde et pour différentes valeurs de la pulsation quand on éclaire la photopile par sa face arrière.

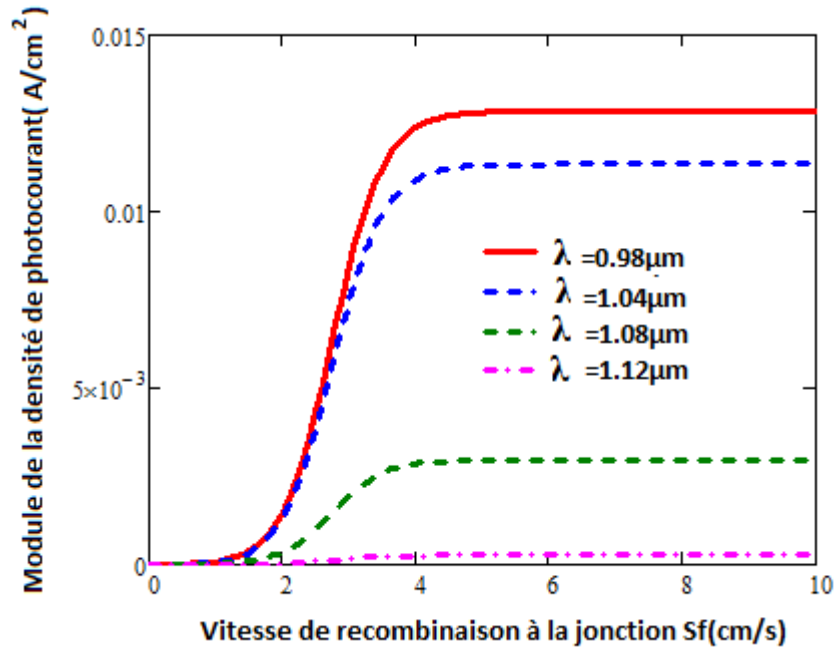


Figure II-17 : Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$
 $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

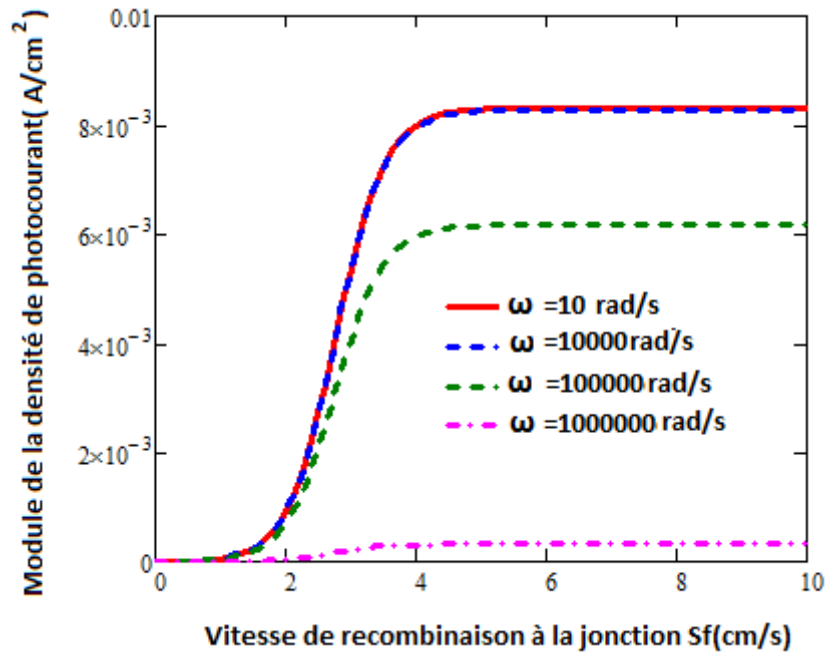


Figure II-18 : Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de la pulsation ω . $\lambda = 0.88 \mu m$ $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

Comme à la face avant le profil de la densité photocourant comprend trois parties essentielles. Aux faibles vitesses de recombinaison à la jonction la densité de photocourant est quasi nulle. Une deuxième partie où nous notons un saut important du photocourant pour atteindre le court-circuit à partir d'une vitesse de recombinaison qui avoisine 10^4cm/s . Dans cette zone la densité de photocourant devient constante c'est le court-circuit. La photopile débite un maximum de courant.

La longueur d'onde et la pulsation ont comme pour un éclairnement à la face avant, une influence sur le profil du photocourant.

En effet pour de faibles valeurs de la longueur d'onde et de la pulsation la densité de photocourant est plus importante et diminue progressivement quand elles augmentent.

Mais ce qui est à souligner est que le courant maximal quand l'éclairnement se fait à la face arrière est dix fois moins important que quand l'éclairnement se fait à la face arrière cela est dû au fait que en plus des recombinaisons à la jonction il vient s'y ajouter les recombinaisons à la face arrière.

A la figure suivante II-19 le profil du photocourant en fonction de la pulsation angulaire pour un éclairnement par la face arrière et pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ est représenté.

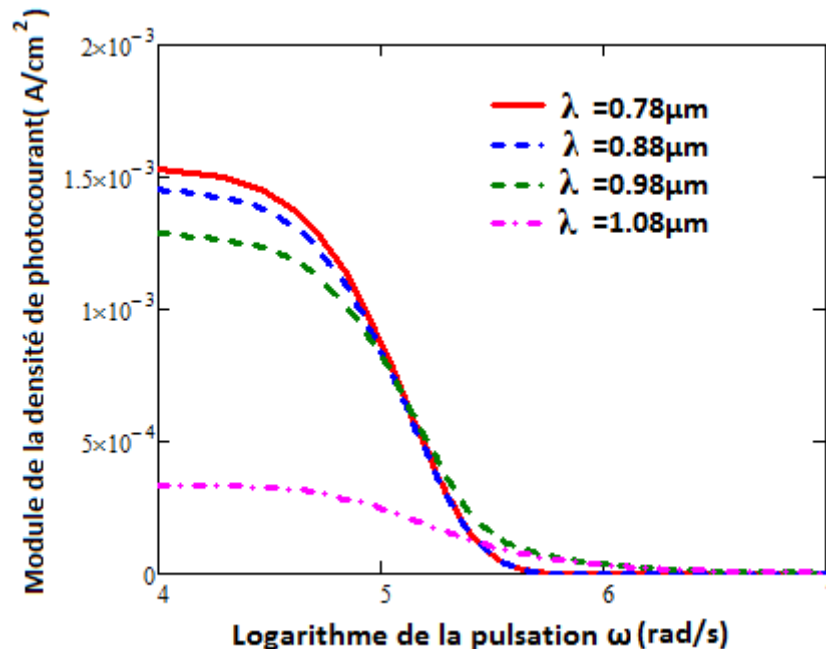


Figure II-19: Module de la densité de photocourant en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ . $S_f = S_b = 10^2 \text{cm/s}$

Mêmes considérations que quand l'éclairement se fait à la face avant. En effet la densité de photocourant varie en fonction du logarithme de la pulsation, elle varie aussi en fonction de la longueur d'onde pour un éclairement par la face arrière de la photopile.

III-3 DENSITE DE PHOTOCOURANT POUR UN ECLAIREMENT SIMULTANE

En éclairage simultané comme précédemment vu pour les autres modes d'éclairement la densité de photocourant est toujours obtenue à partir de la relation de Fick. Le profil en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction est donné aux figures II-20, II-21 suivantes pour différentes valeurs du logarithme de la pulsation et pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

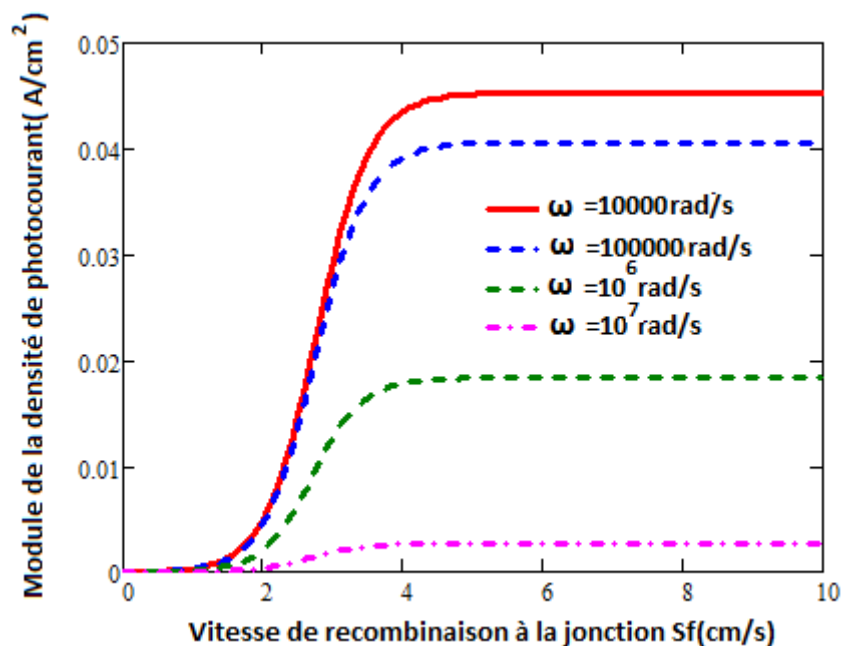


Figure II-20 : Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction Sf pour différentes valeurs de la pulsation ω . $\lambda = 0,88 \mu m$ $S_b = 10^3$ cm/s

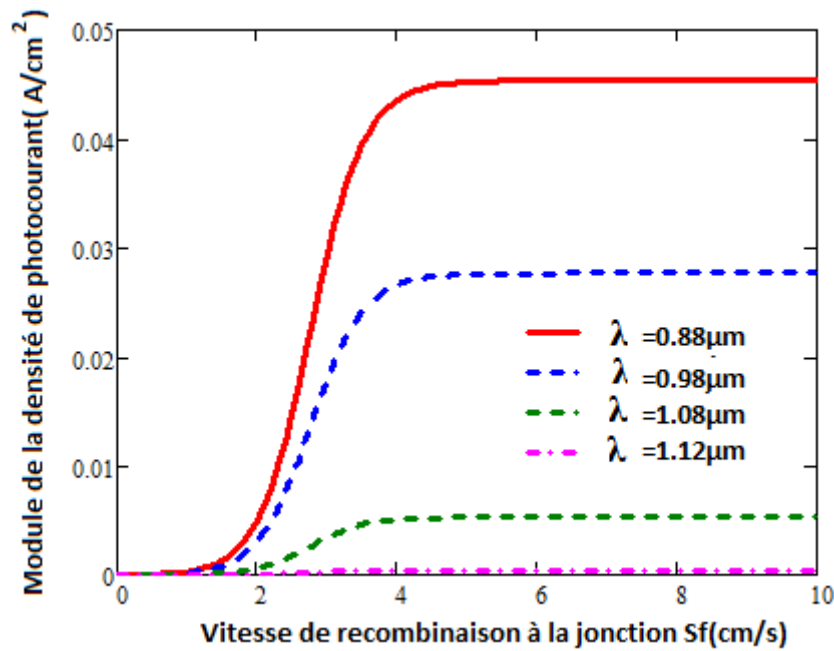


Figure II-21 : Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison S_f pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

Pour la densité de courant, nous remarquons que pour de faibles vitesses de recombinaison à la jonction, la densité de courant est quasi nulle quel que soit les valeurs de la pulsation, et de la longueur d'onde, et de la vitesse de recombinaison à la face arrière. Ceci correspond au fonctionnement de la photopile en circuit ouvert mais au-delà de $S_f = 10 \text{ cm/s}$ la densité de courant commence à croître faiblement jusqu'à $S_f = 3.10^3 \text{ cm/s}$ avant d'augmenter très rapidement pour atteindre un palier. Mais pour différentes valeurs de la pulsation et de la longueur d'onde, les courbes présentent la même allure. Cependant, nous notons que si ω et λ augmentent l'amplitude de la densité de courant diminue progressivement quand le niveau de l'éclairement augmente confirmant ainsi les remarques précédentes.

L'étude de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière est faite à la figure II-22 suivante.

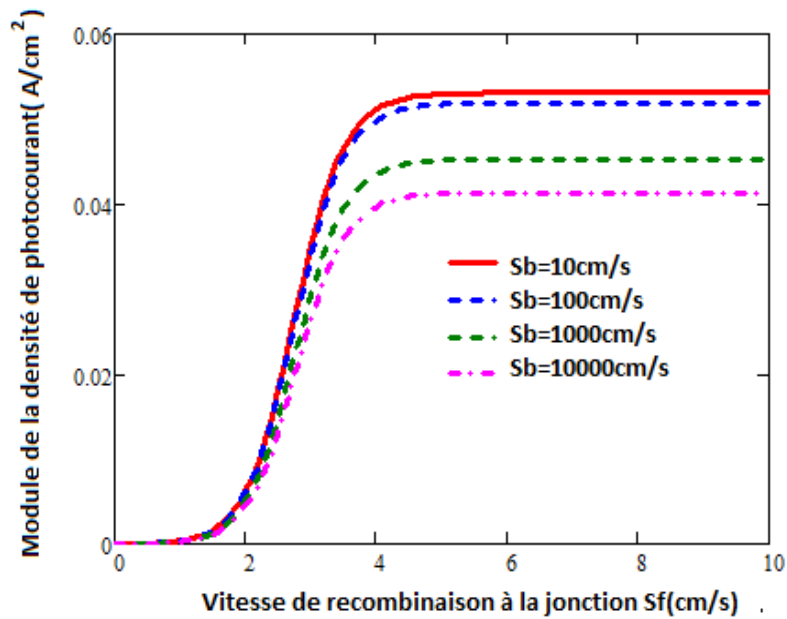


Figure II-22 : Module de la densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de S_b . $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$. $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$

La densité de photocourant décroît en amplitude en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f .

III-4 ETUDE COMPARATIVE DE LA DENSITE DE PHOTOCOURANT POUR LES TROIS MODES D'ECLAIREMENT

La densité de photocourant pour les trois modes d'éclairement est représentée à la figure II-23 suivante.

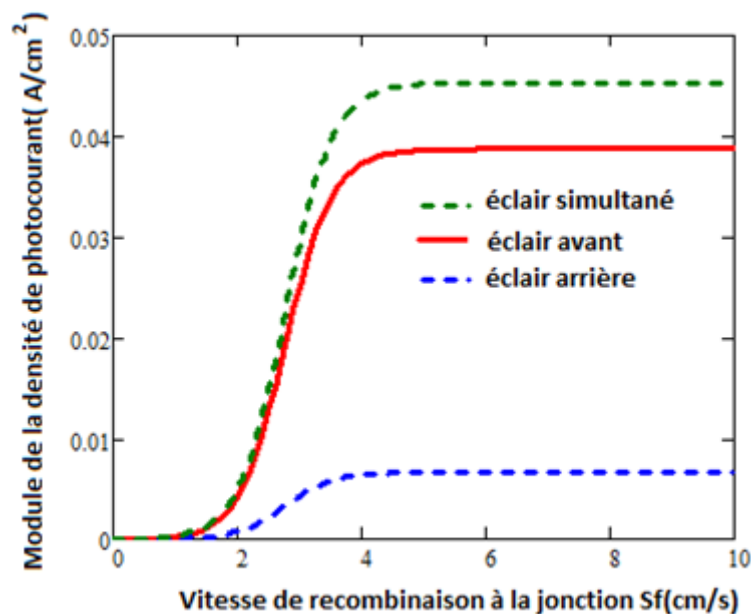


Figure II-23 Densité de photocourant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour les trois modes d'éclairement $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$, $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

En effet, nous remarquons que l'éclairement par la face avant fournit un courant plus important que celui de l'éclairement par la face arrière mais moins fort que le courant de la photopile éclairée simultanément par ses deux faces. La photopile a un meilleur rendement si elle est éclairée simultanément sur ses deux faces.

IV PHOTOTENSION

Elle est donnée par la relation de Boltzmann suivante

$$V = V_T \ln \left(\frac{N_b}{n_i^2} \delta_n(0) + 1 \right) \quad (\text{II-23})$$

N_b est le taux de dopage de la base ($N_b=10^{16}\text{cm}^{-3}$)

n_i est la densité intrinsèque des porteurs minoritaires $n_i=10^{10}\text{cm}^{-3}$

V_T la tension thermique elle a pour expression

$$V_T = \frac{K.T}{q} \quad (\text{II-24})$$

K est la constante de Boltzmann sa valeur est $K = 1,380.10^{-23} \text{ J/K}$.

q la charge de l'électron $q = 1,6.10^{-19}\text{C}$

T la température absolue à l'équilibre thermique ($T=300^\circ\text{K}$)

IV-1 MODULE DE LA PHOTOTENSION POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT

Nous donnons à la figure II-24 suivante le profil de la densité de phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction de la photopile.

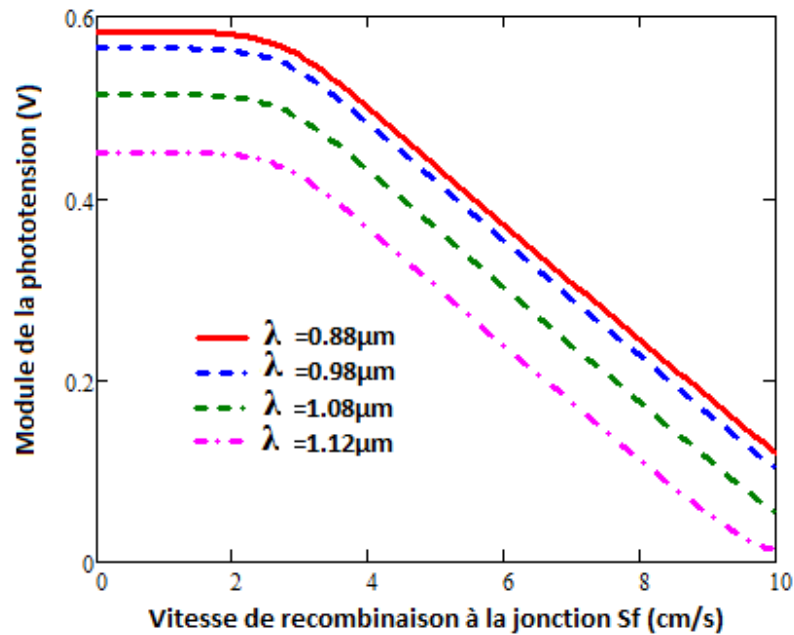


Figure II-24 : Module la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f (cm/s) pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$

Les courbes de photo tension en fonction de S_f pour différentes valeurs de la longueur d'onde présentent des paliers pour de faibles vitesses de recombinaison à la jonction, dans cette zone la phototension est maximale. Elle correspond au circuit-ouvert. Il y'a stockage des porteurs à la jonction. Cependant, quand la vitesse de recombinaison dépasse une certaine valeur, la phototension qui coïncide avec la limite de photocourant nul, décroît très rapidement pour s'annuler aux grandes vitesses de recombinaison S_f : c'est le fonctionnement de la photopile en court-circuit qui est un point de fonctionnement où la photopile délivre un courant maximum et une tension nulle. Nous notons également une décroissance de la phototension si la longueur d'onde augmente, diminuant ainsi le niveau de l'éclairement.

L'effet du logarithme de la pulsation sur la phototension est montré à la figure II-25 suivante

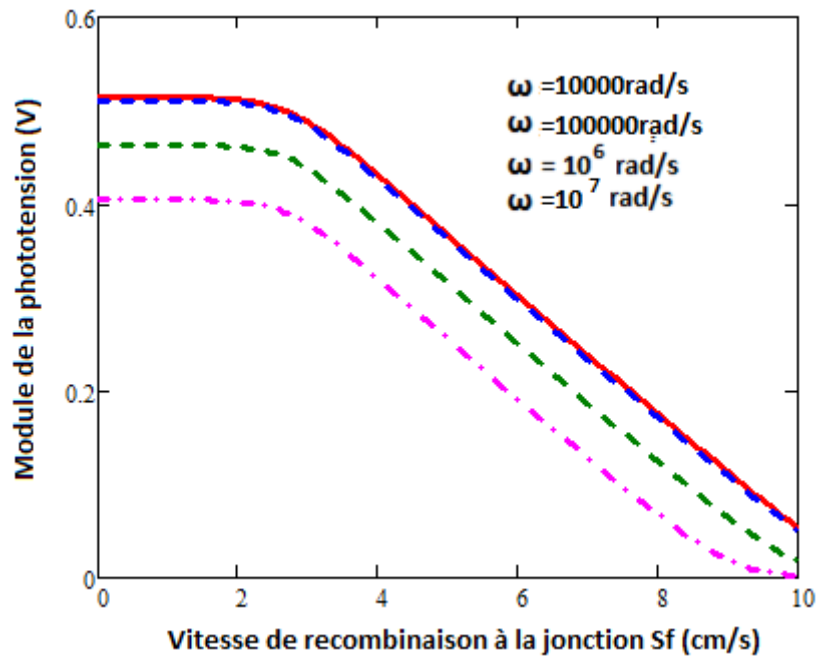


Figure II-25 : Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f (cm/s) pour différentes valeurs de la pulsation $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$, $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$

Pour une longueur d'onde donnée, la phototension est maximale aux faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f . C'est une situation du circuit ouvert. Par contre pour les valeurs élevées de la vitesse de recombinaison à la jonction, la phototension diminue et tend vers zéro. C'est le fonctionnement de la photopile en court-circuit. Ces figures montrent également que la phototension de circuit ouvert diminue avec la pulsation angulaire. Mais cette décroissance se fait plus ressentir quand la fréquence de l'onde est élevée ce phénomène augmente le temps que met la photopile pour répondre à une excitation.

IV-2 MODULE DE LA PHOTOTENSION POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE

Les profils de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde et de la pulsation sont donnés aux figures II-26, II-27 suivantes.

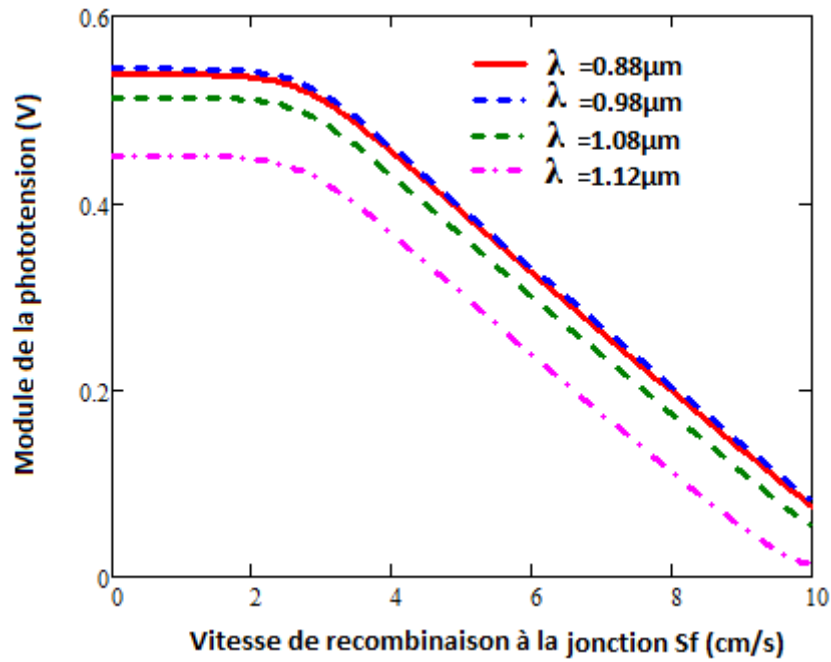


Figure II-26 : Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f (cm/s) pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega=10^4$ rad/s, $S_b = 10^3$ cm/s

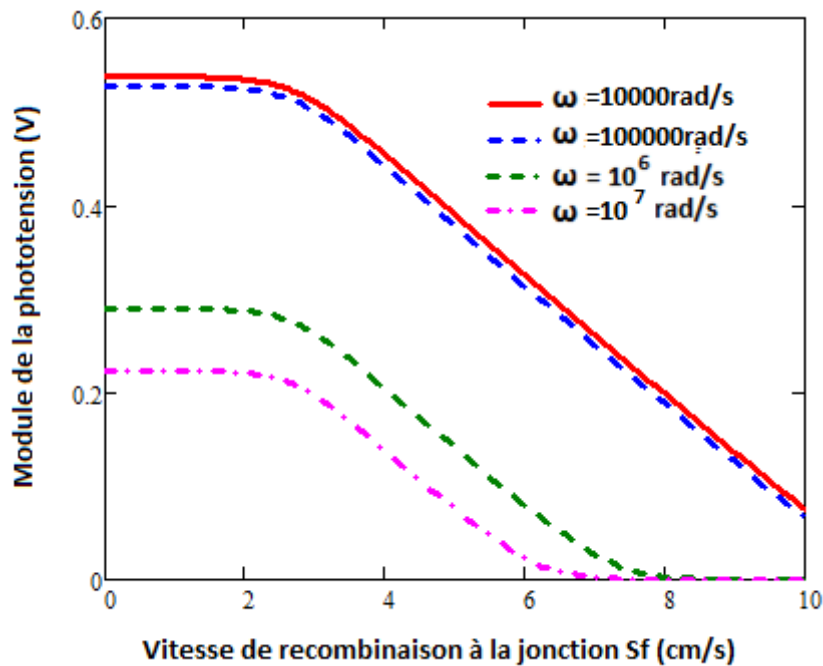


Figure II-27: Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f (cm/s) pour différentes valeurs de la pulsation $\lambda=0.88\mu\text{m}$, $S_b = 10^3$ cm/s

Comme quand l'éclairement se fait à la face avant les courbes de phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction présentent des paliers aux faibles valeurs de celle-ci,

c'est le circuit ouvert. Mais au-delà de cette valeur c'est-à-dire S_f supérieure ou égale à 10^3 cm/s

Le module de la phototension diminue rapidement pour s'annuler vers les grandes valeurs de S_f . Valeurs où la photopile commence à débiter un courant maximal c'est le court-circuit.

La longueur d'onde a une influence sur le comportement de la phototension qui se manifeste par une diminution de l'amplitude quand la longueur d'onde augmente. Nous notons aussi la même influence quand la pulsation augmente aussi.

IV-3 MODULE DE LA PHOTOTENSION POUR ECLAIREMENT SIMULTANE

Aux figures II-28, II-29 suivantes nous présentons le profil du module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde et pour différentes valeurs de la pulsation, quand on éclaire la photopile simultanément sur ses deux faces.

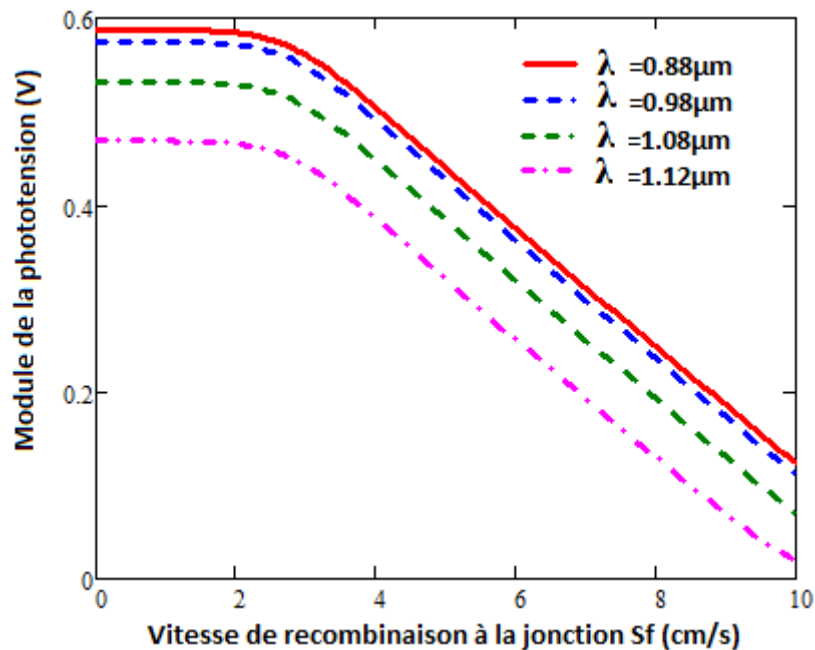


Figure II-28 : Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f (cm/s) pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$

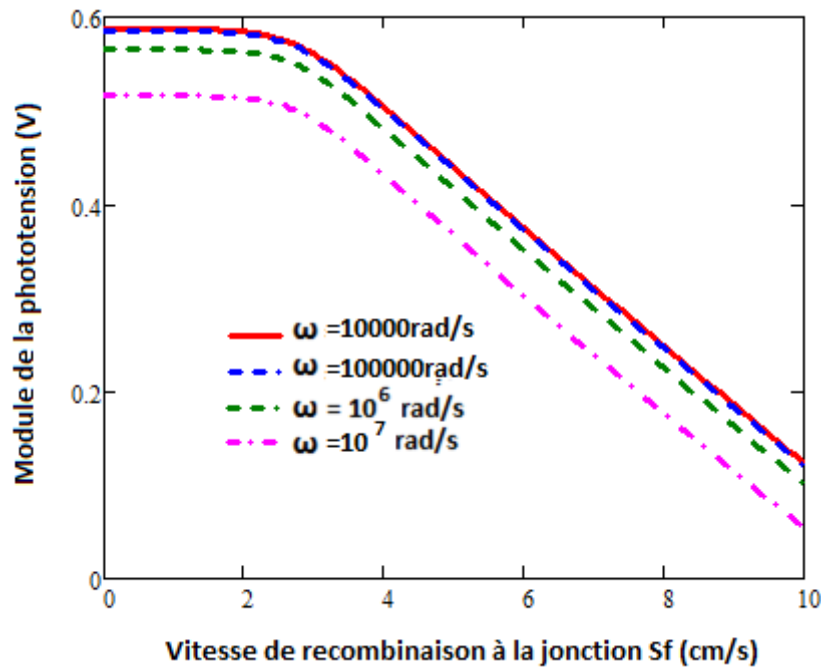


Figure II-29 : Module de la phototension en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f (cm/s) pour différentes valeurs de la pulsation $\lambda=0,88\mu\text{m}$, $S_b = 10^3\text{cm/s}$

A travers ces deux figures nous pouvons effectuer les mêmes considérations que pour les deux modes d'éclairage précédents le profil de la phototension présente les mêmes caractéristiques.

Nous notons les deux situations de tension maximale correspondant au circuit ouvert et une autre où le photocourant est maximal qui se manifeste par une phototension qui s'annule et ceci aux grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction. Nous remarquons par ailleurs une décroissance de la phototension quand on diminue la puissance de l'éclairage qui se manifeste par une augmentation de la longueur d'onde. Même particularité si le logarithme de la pulsation varie l'amplitude de la phototension diminue aussi si l'éclairage se fait sur les deux faces. Ces résultats viennent confirmer la thèse selon laquelle les grandes valeurs de la pulsation et de la longueur d'onde diminuent la réponse de la photopile en courant.

V CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION

A chaque point de fonctionnement de la photopile correspond une valeur de la tension et une valeur du courant ce qui permet de tracer la caractéristique point par point de la photopile appelée caractéristique courant tension I-V

V-1 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION ECLAIREMENT AVANT

La caractéristique courant-tension donnant le profil du photocourant en fonction de la phototension quand S_f varie et pour différentes valeurs de la longueur d'onde et du logarithme de la pulsation est représentée aux figures II-30, II-31 suivantes.

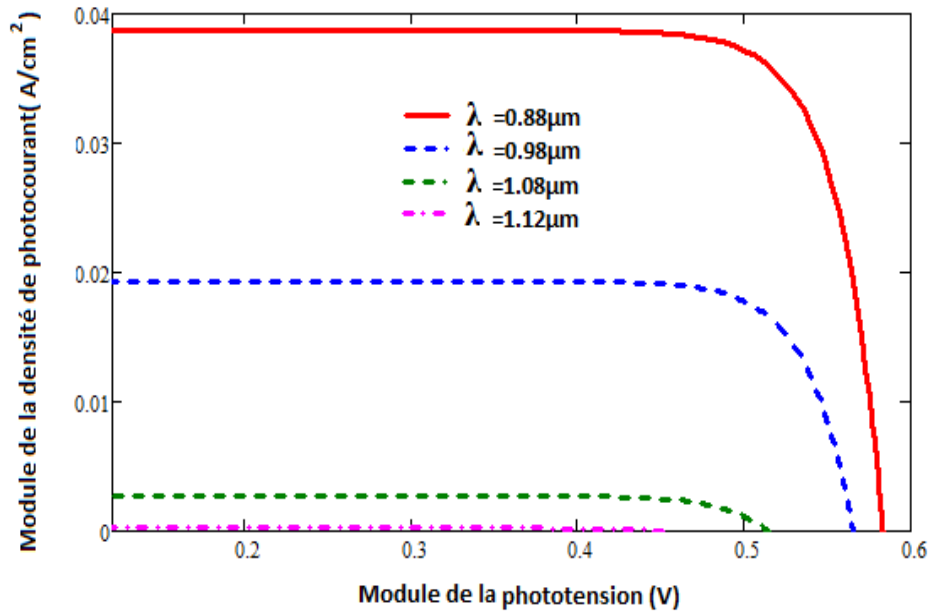


Figure II-30 : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_b=10^3 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

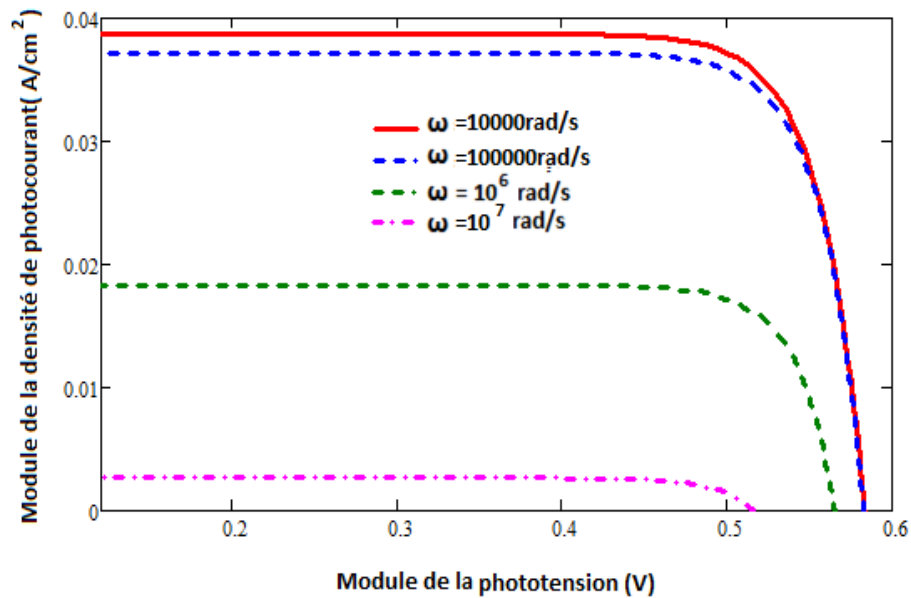


Figure II-31 : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la pulsation ω $S_b=10^3 \text{ cm/s}$, $\lambda=0.88 \mu\text{m}$

Les figures, précédentes présentent la même allure : une partie où la densité de courant est constante, et correspondant au fonctionnement de la photopile en court-circuit. Elle est située entre des valeurs de la tension comprise entre 0 et 0,45V mais au-delà de cette grandeur, le photocourant diminue de sa valeur de court-circuit à une autre très faible tendant vers zéro lorsque la tension dépasse cette valeur jusqu'à celle de circuit-ouvert. Ces courbes montrent que la tension de circuit ouvert et le courant de court-circuit diminuent lorsque le logarithme de la pulsation augmente ainsi que la longueur d'onde faisant ainsi diminuer le module de l'amplitude de celle-ci. On remarque aussi que pour une même valeur du logarithme de la pulsation et de la longueur d'onde le courant de court-circuit est plus sensible que la tension de circuit ouvert.

V-2 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION ECLAIREMENT ARRIERE

La caractéristique courant-tension quand l'éclairement se fait par la face arrière de la photopile pour différentes valeurs de la longueur d'onde et du logarithme de la pulsation est donnée par les figures II-32, II-33 suivantes.

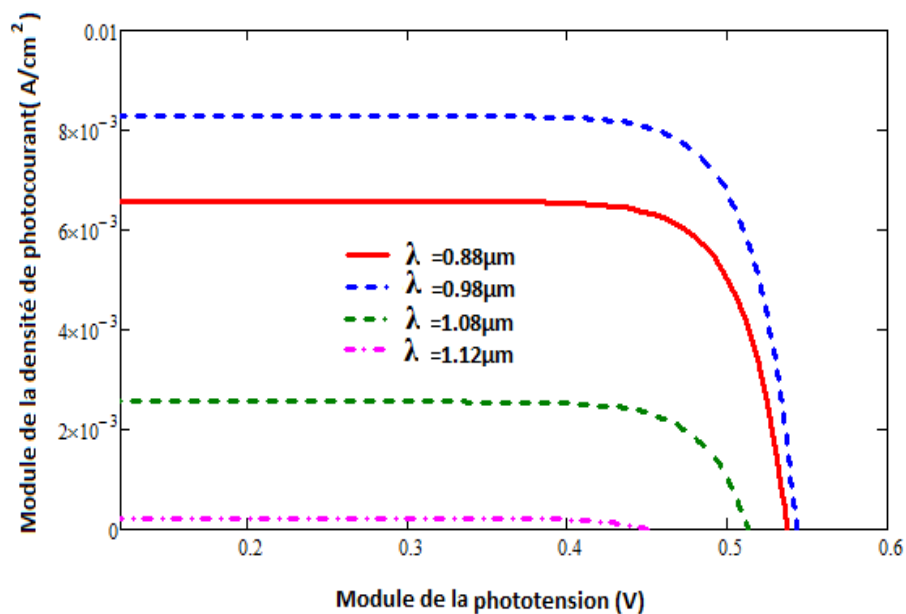


Figure II-32 : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la longueur d'onde
 $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

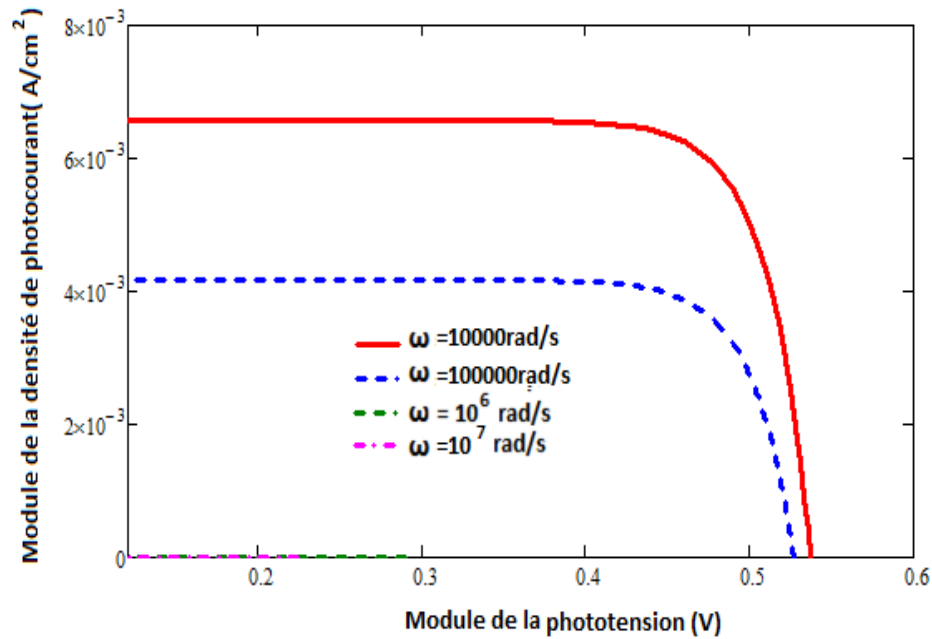


Figure II-33 : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la pulsation ω
 $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$, $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$

Nous remarquons que la caractéristique courant-tension garde la même allure quand on éclaire la photopile par sa face arrière. Son amplitude décroît aussi en fonction de la longueur d'onde, ce qui entraîne une diminution du courant de court-circuit et la tension de circuit ouvert.

Par ailleurs nous notons aussi qu'au-delà de $\omega > 10^5 \text{ rad/s}$, le courant de court-circuit tend à s'annuler. Ceci montre que la photopile est moins performante vers les grandes valeurs de ω correspondant au régime fréquentiel. Cependant nous notons une inversion en faisant varier la longueur d'onde d'où la nécessité d'éclairer à la face arrière à des longueurs d'onde plus ou moins élevées.

V-3 CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION POUR UN DOUBLE ECLAIREMENT

La caractéristique courant-tension pour un éclairage simultané sur les deux faces pour différentes valeurs de la longueur d'onde et de la pulsation respectivement est illustrée aux figures II-34, II-35 suivantes.

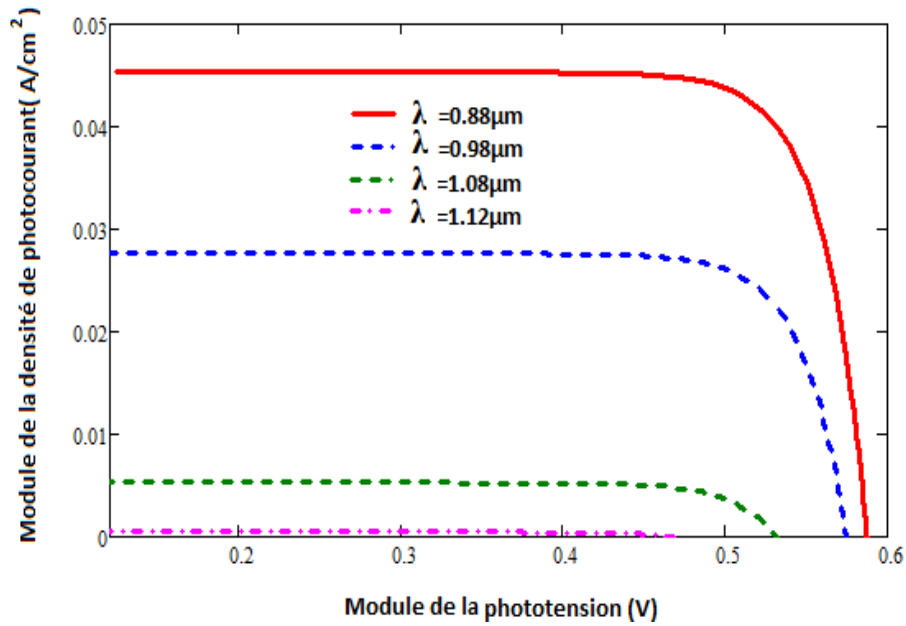


Figure II-34 : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_b=10^3 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

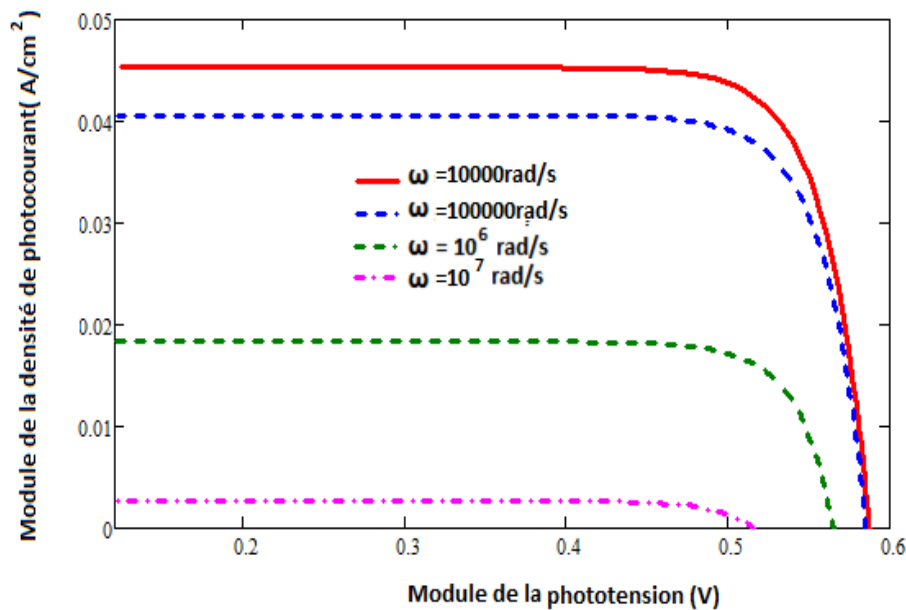


Figure II-35 : Caractéristique courant-tension pour différentes valeurs de la pulsation ω $S_b=10^3 \text{ cm/s}$, $S_f=10^3 \text{ cm/s}$, $\lambda=0.88 \mu\text{m}$

La caractéristique courant- tension présente deux parties essentielles.

Une partie où le module de la phototension est comprise entre 0 et 0.4 V.

Dans cette partie le module du photocourant garde une valeur presque constante, c'est un comportement de court-circuit de la photopile. La photopile peut alors être assimilée à un générateur de courant.

Une deuxième partie où nous notons une chute brutale du photocourant. La phototension entre autre varie très peu, ce qui laisse croire à un comportement de circuit ouvert de la photopile. Dans cette partie la photopile peut être assimilée à un générateur de tension. En outre le module de la caractéristique diminue fortement quand la longueur d'onde et la pulsation augmentent. Ces phénomènes avaient été observés lors de l'étude du photocourant et de la phototension.

V-4-ETUDE COMPARATIVE DE LA CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION POUR LES TROIS MODES D'ECLAIREMENT

Nous faisons une étude comparative de la caractéristique courant-tension pour les différents modes d'éclairement à la figure II-36 suivante

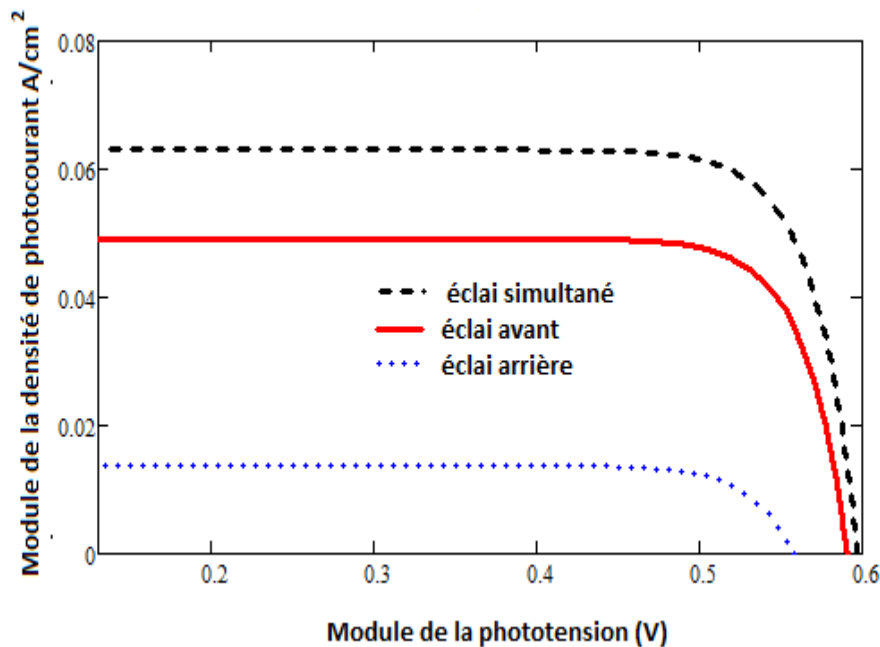


Figure II-36 : Caractéristique courant-tension, $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$, $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

Cette courbe montre que la caractéristique I-V du double éclairement a l'amplitude la plus grande, celle de l'éclairement arrière étant la moins importante.

Ainsi, le double éclairement donne le courant J_{cc} le plus grand, suivi de l'éclairement par la face avant.

La tension de circuit-ouvert est pratiquement la même pour l'éclairement simultané et avant, celle de l'éclairement à la face arrière est moins importante quand on la compare à celles des éclairagements avant et simultané des deux faces.

VI- CAPACITE DE DIFFUSION

Le maximum de la densité de porteurs quel que soit le point de fonctionnement de la photopile montre un stockage des porteurs dans la zone de la base où le gradient est négatif induisant ainsi un condensateur du fait de l'existence de porteurs à la jonction. Ce condensateur dont l'écartement s'étend de la jonction au point de densité maximum a pour capacité C appelée capacité de diffusion de la zone de charge d'espace. Elle a pour expression la relation suivante :

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (II-25)$$

$$Q = q \cdot \delta_1(x) \Big|_{x=0} \quad V = V_T \cdot \ln \left[1 + \frac{N_B}{n_i} \cdot \delta_1(x) \Big|_{x=0} \right] \quad (II-26)$$

VI-1-CAPACITE DE DIFFUSION POUR UN ECLAIREMENT AVANT

Nous représentons à la figure II-37 suivante le profil de la capacité de diffusion en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

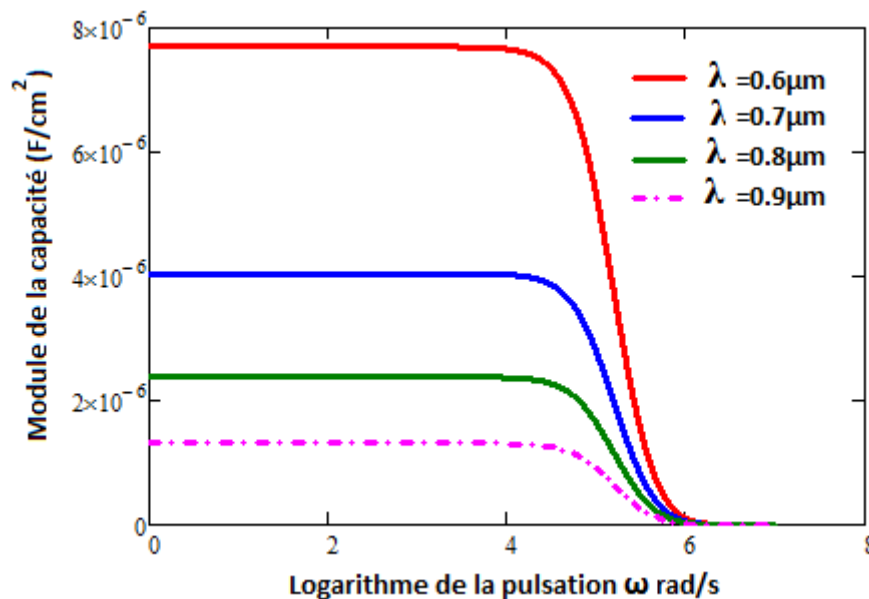


Figure II-37 : Module de la capacité en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_f = S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

Nous remarquons à travers cette figure que la capacité varie en fonction du logarithme de la pulsation. Elle est constante pour des valeurs de $\omega < 10^5 \text{ rad/s}$, au-delà de cette valeur elle diminue fortement pour s'annuler. En outre nous notons aussi une diminution du module de la capacité quand la longueur d'onde augmente.

Aux figures II-38, II-39 suivantes c'est la capacité de diffusion en fonction des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière qui est étudiée.

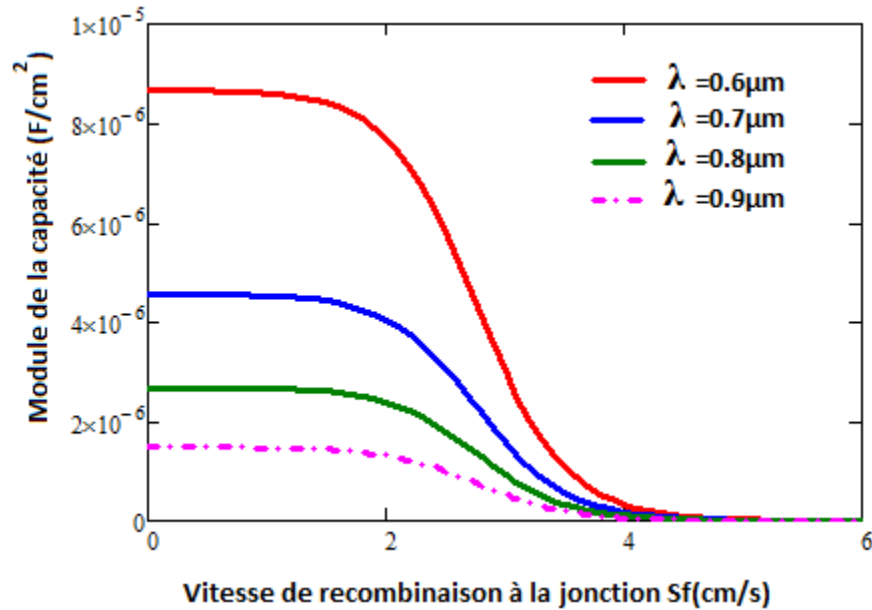


Figure II-38 : Module de la capacité en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$ $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

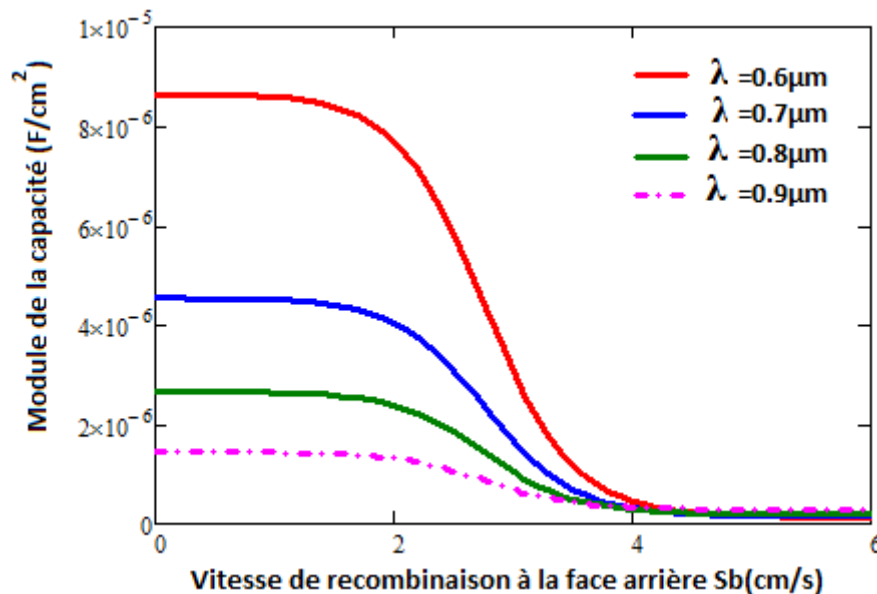


Figure II-39 : Module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

Nous avons à travers ces deux figures les mêmes aspects que précédemment le module de la capacité est élevé aux faibles valeurs des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière. Au-delà d'une certaine valeur des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière : $0 < S_f < 10^2 \text{ cm/s}$ et $S_b < 10^2 \text{ cm/s}$ et diminue progressivement pour s'annuler au

voisinage du court-circuit. Lorsque la pulsation augmente la capacité diminue. Ce phénomène s'explique par une baisse de la densité de porteurs donc de la charge électrique globale des porteurs stockés à la jonction mais aussi à un écartement de l'épaisseur du condensateur. La longueur d'onde garde le même effet sur la l'amplitude de la capacité. En effet si la longueur d'onde augmente l'amplitude du module de la capacité diminue. Cela montre que pour un point de fonctionnement donné la zone de charge d'espace peut être assimilée à un condensateur à capacité variable.

VI-2-CAPACITE DE DIFFUSION POUR UN ECLAIREMENT SIMULTANE

Pour un éclairage simultané sur les deux faces les profils de la capacité en fonction du logarithme de la pulsation sont donnés à la figure II-40 suivante pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

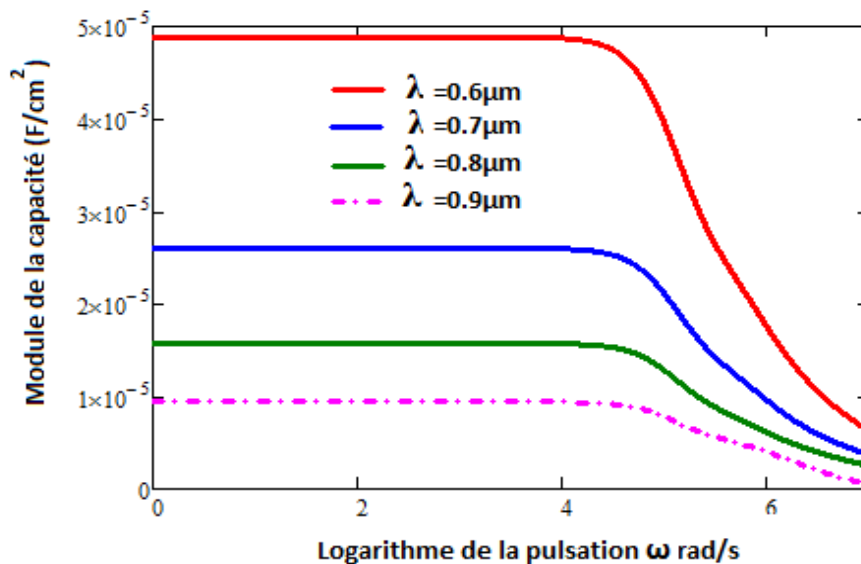


Figure II-40 : Module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_f = 10^4 \text{ cm/s}$, $S_b = 10^2 \text{ rad/s}$

Les courbes du module de la capacité en fonction du logarithme de la pulsation présentent des paliers entre une valeur de la pulsation comprise entre 0 et 10^5 rad/s . la capacité est constante dans cette partie. Au-delà de 10^5 rad/s le module de la capacité diminue fortement et s'annule vers les grandes valeurs du logarithme de la pulsation. La longueur d'onde a un effet sur le module de la capacité quand l'éclairage se fait simultanément sur les deux faces car elle diminue fortement l'amplitude du module de la capacité surtout quand celle-ci augmente.

Cependant le module de la capacité est plus important quand l'éclairement se fait sur les deux faces de manière simultanée que quand il se fait sur une seule face.

Nous présentons à la figure II-41, suivante le module de la capacité en fonction des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

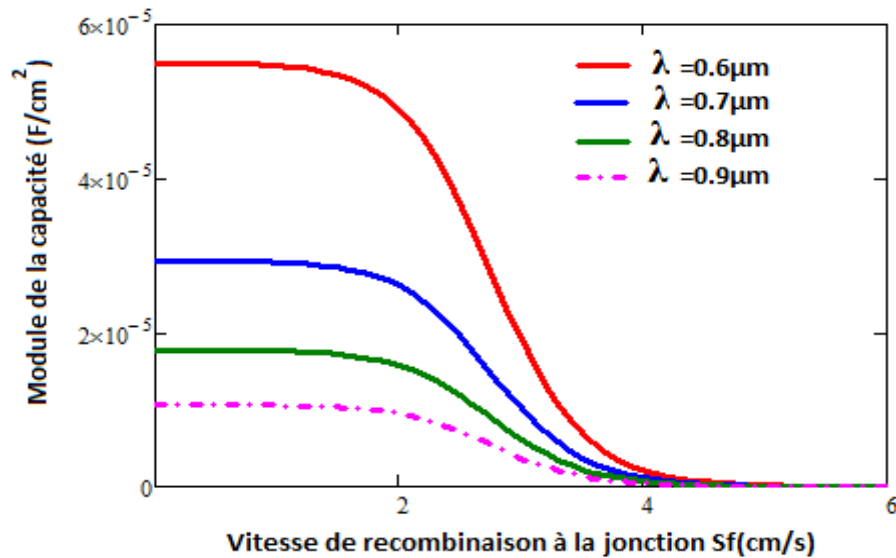


Figure II-41 : Module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ . $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

En fonction de la de la vitesse de recombinaison à la jonction, le module de la capacité présente la même caractéristique que quand l'éclairement se fait à la face avant. Il est constant dans un intervalle de la vitesse de recombinaison se situant entre 0 et 10cm/s avant de décroître progressivement jusqu'à $S_f = 100 \text{ cm/s}$, mais au-delà il décroît fortement pour s'annuler vers les vitesses de recombinaison qui avoisinent 10^4 cm/s à cette vitesse le flux de porteurs qui traverse la jonction pour participer à la génération du courant est important . L'impact de la longueur d'onde est la même que pour l'éclairement par la face avant à la seule différence que les amplitudes de la capacité sont plus importantes en éclairnement simultané. Nous avons à la figure II-42 suivante le module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière.

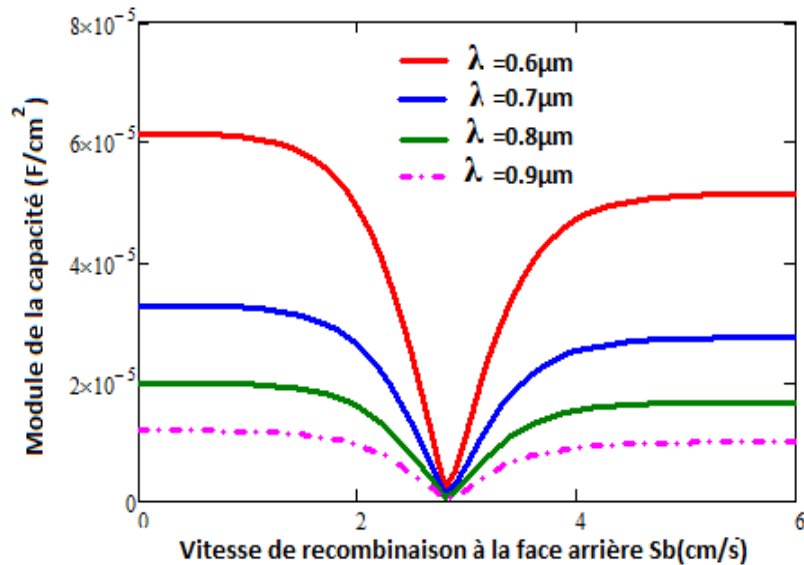


Figure II-42 : Module de la capacité en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$ $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

Le module de la capacité est constant pour les faibles et grandes vitesses de recombinaison à la face arrière. Elle diminue entre autre très fortement entre $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$ et $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$. nous notons au-delà une fortement augmentation laissant apparaitre un point anguleux entre les faibles et grandes vitesses de recombinaison. Ce phénomène peut être expliqué par l'existence de deux condensateurs, l'un s'étendant de la zone de charge d'espace à une certaine région de la base et ceci quand les recombinaisons à la face arrière sont faibles, et l'autre s'étendant jusqu'à la face arrière du fait du sur dopage qui existe au niveau de la zone arrière. Nous notons aussi que l'amplitude du module de la capacité diminue quand la valeur de la longueur d'onde augmente.

VII-RENDMENT DE LA PHOTOPILE

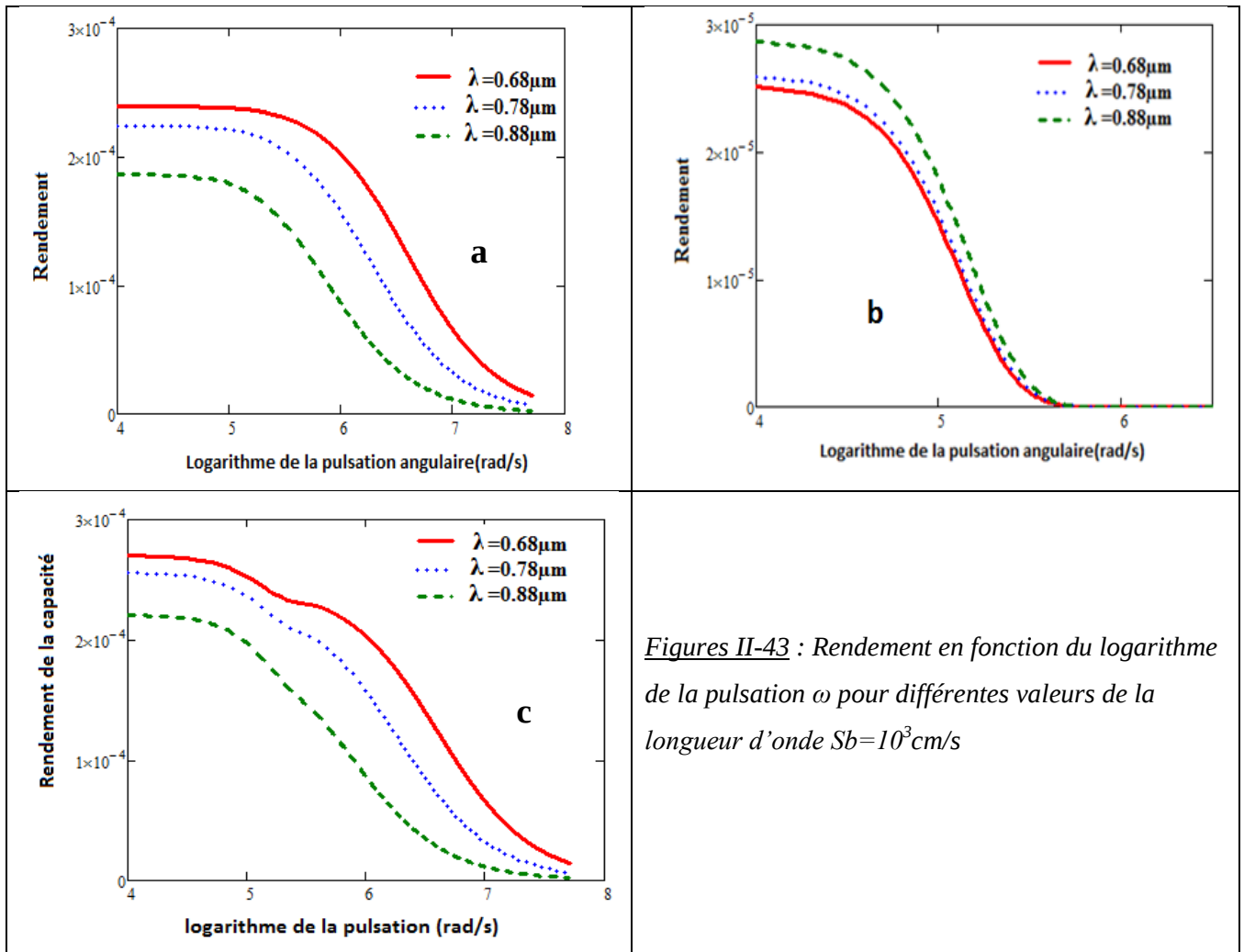
Le rendement de la photopile est le rapport de la puissance maximale fournie par la puissance incidente reçue par la photopile son expression est :

$$\eta = \frac{P_{\max}}{P_{\text{inc}}} \quad (\text{II-27})$$

$$P_{\text{inc}} = 100 \text{ mW/cm}^2$$

VII-1-RENDMENT POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT

Nous présentons à la figure II-43 suivante le rendement de la photopile en fonction du logarithme de la pulsation



Figures II-43 : Rendement en fonction du logarithme de la pulsation ω pour différentes valeurs de la longueur d'onde $Sb=10^3 \text{ cm/s}$

Le rendement de la photopile est constant pour des valeurs du logarithme de la pulsation inférieures ou égales à 10^5 rad/s mais elle décroît rapidement au-delà et s'annule vers les grandes valeurs du logarithme de la pulsation où pratiquement la photopile ne débite plus un courant à cause de la fréquence trop élevée de l'éclairement. Nous notons en outre une diminution du rendement quand la longueur d'onde augmente dans cette gamme de longueur d'onde. Cependant nous notons une inversion quand l'éclairement se fait à la face arrière, d'où la nécessité d'éclairer la face arrière à des longueurs d'ondes assez élevées pour obtenir un meilleur rendement de la photopile.

VIII- EXTENSION DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE

L'étude de la densité relative de porteurs de charge minoritaire permet de mettre en exergue le comportement des maxima de la densité quand on fait varier la longueur d'onde. Ceci peut être interprété comme une variation de la zone de charge d'espace qui souvent est assimilé à

un condensateur plan. Ainsi nous illustrons aux figures II-44, II-45, II-46 suivantes pour les trois modes d'éclairement la densité relative en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

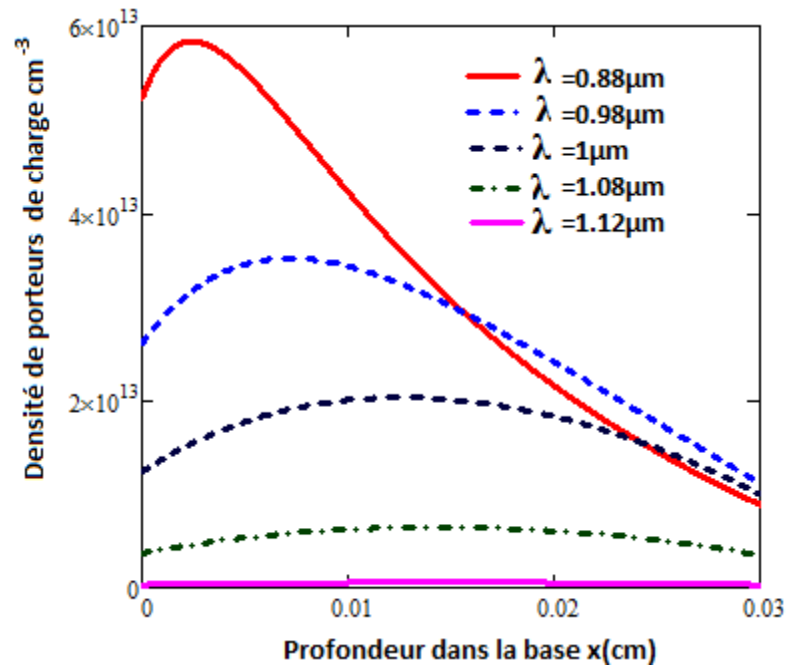


Figure II-44 : Densité de porteurs de charges en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_f = 10^3 \text{cm/s}$, $S_b = 10^3 \text{cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{rad/s}$

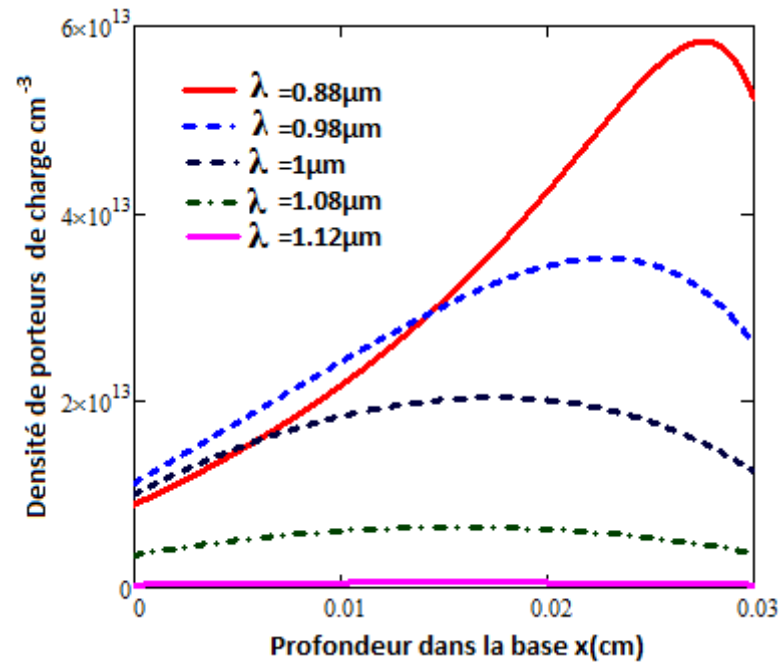


Figure II-45 : Densité de porteurs de charges en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_f = 10^3 \text{cm/s}$, $S_b = 10^3 \text{cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{rad/s}$

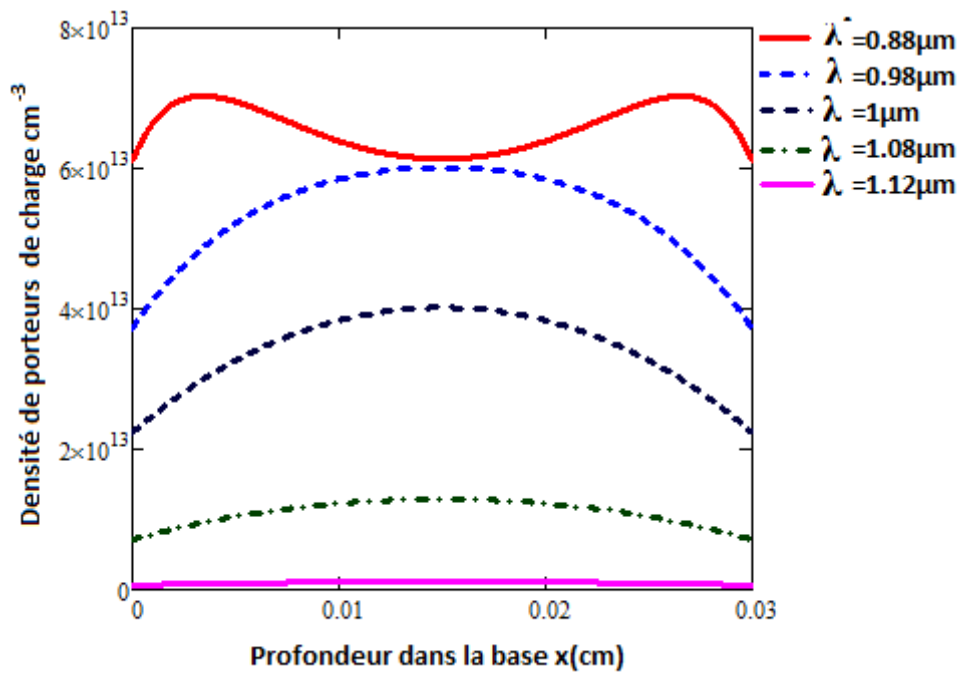


Figure II-46 : Densité de porteurs de charges en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_f = 10^3 \text{ cm/s}$, $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

Nous remarquons à travers ces figures le déplacement du maximum de la densité relative vers la droite quand la longueur augmente quand on éclaire la photopile par sa face avant

A la face arrière nous avons le même constat le point de densité maximum s'écarte de la face qui reçoit l'éclairement.

Pour un éclairage simultané sur les deux faces nous avons deux maxima qui se déplacent vers le centre de la base avant de converger vers les grandes longueurs d'onde. Ce déplacement peut être assimilé à un élargissement de la zone de charge d'espace pour un éclairage avant, et l'inverse quand l'éclairement se fait par la face arrière c'est-à-dire à un rétrécissement. Un tel comportement est rencontré souvent au niveau des condensateurs. Ce qui laisse croire un rôle de condensateur que jouerait la zone de charge d'espace.

Des études ont montré que la zone de charge d'espace d'une photopile se comporte comme un condensateur plan [34 ; 35 ; 36] (Barro et al 2008a ; Sissoko et al 1998a ; Mbodj et al 2010a) ces auteurs avaient représentés l'inverse de la capacité de zone de charge d'espace en fonction de des maxima de la densité de porteurs de charges minoritaires, mais nous en régime dynamique fréquentiel les résultats sont autres. Ainsi nous présentons aux figures II-47 la

variation de l'inverse de la capacité en fonction des maxima de la densité de porteurs pour différentes valeurs de la longueur d'onde quand l'éclairement à la face avant de la photopile.

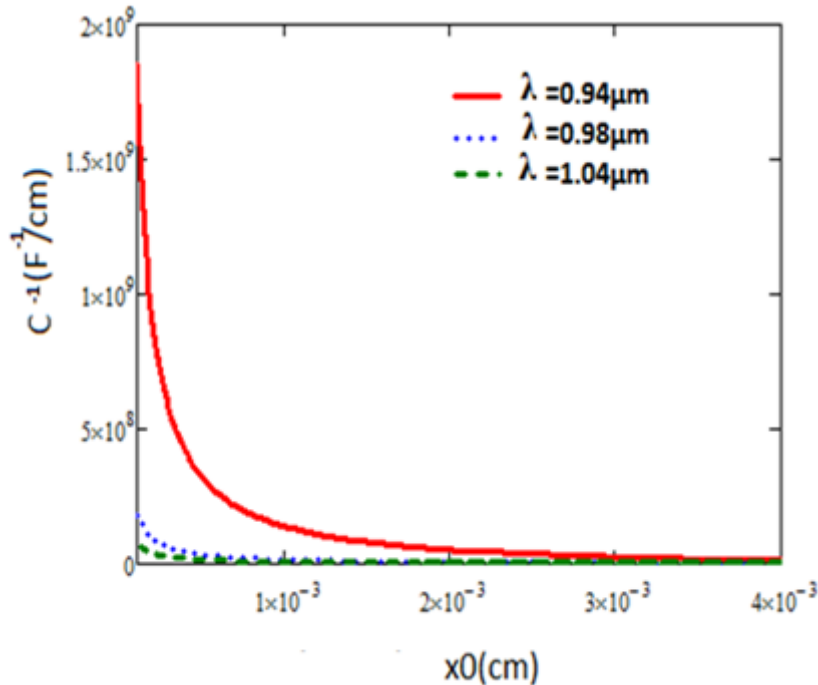


Figure II-47 : inverse de la capacité en fonction des maxima de la densité de porteurs x_0 pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_b=10^2 cm/s$, $S_{fco}=100 cm/s$, $S_{fcc}=10^{5.9} cm/s$

La variation de l'inverse de la capacité en fonction des maxima de la densité de porteurs en régime dynamique fréquentiel suit une décroissance exponentielle qui peut être exprimée sous

la forme $\frac{1}{C} = A \cdot e^{-m \cdot x_0}$

Où A et m sont des constantes à déterminer à partir de la courbe $\ln C = mx_0 - \ln A$. A représente la capacité de la photopile sous obscurité et m a la dimension d'une capacité par unité de surface.

Pour un éclairement par la face arrière l'inverse de la capacité en fonction des maxima de la densité de porteurs est donné à la figure II-48 suivante.

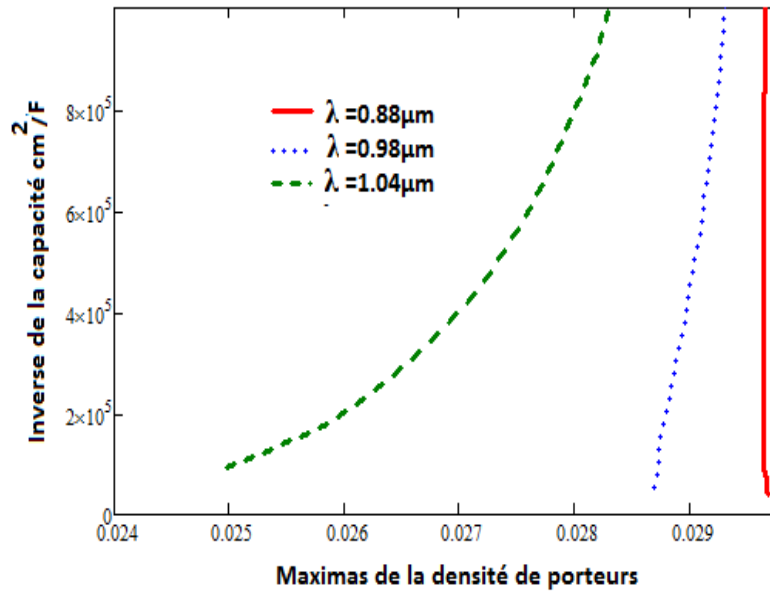


Figure II-48: inverse de la capacité en fonction de l'inverse des maxims de la densité de porteurs x_0 pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_b=10^2\text{cm/s}$, $S_{fco}=100\text{cm/s}$, $S_{fcc}=10^{5.9}\text{cm/s}$

Ces profils montrent un rétrécissement de la zone de charge d'espace quand l'éclairement se fait à la face arrière qui suit une décroissance exponentielle quand la longueur d'onde devient de plus en plus élevée. Mais aussi cela peut être dû à l'existence d'un autre condensateur en série avec la zone de charge d'espace dont l'écartement s'étend de l'interface base-zone arrière et la partie de la base où les porteurs sont stockés créant ainsi une charge globale Q

VIII-RENDEMENT DE LA CAPACITE A PARTIR DES VITESSES DE RECOMBINAISON S_{fcc} ET S_{fco}

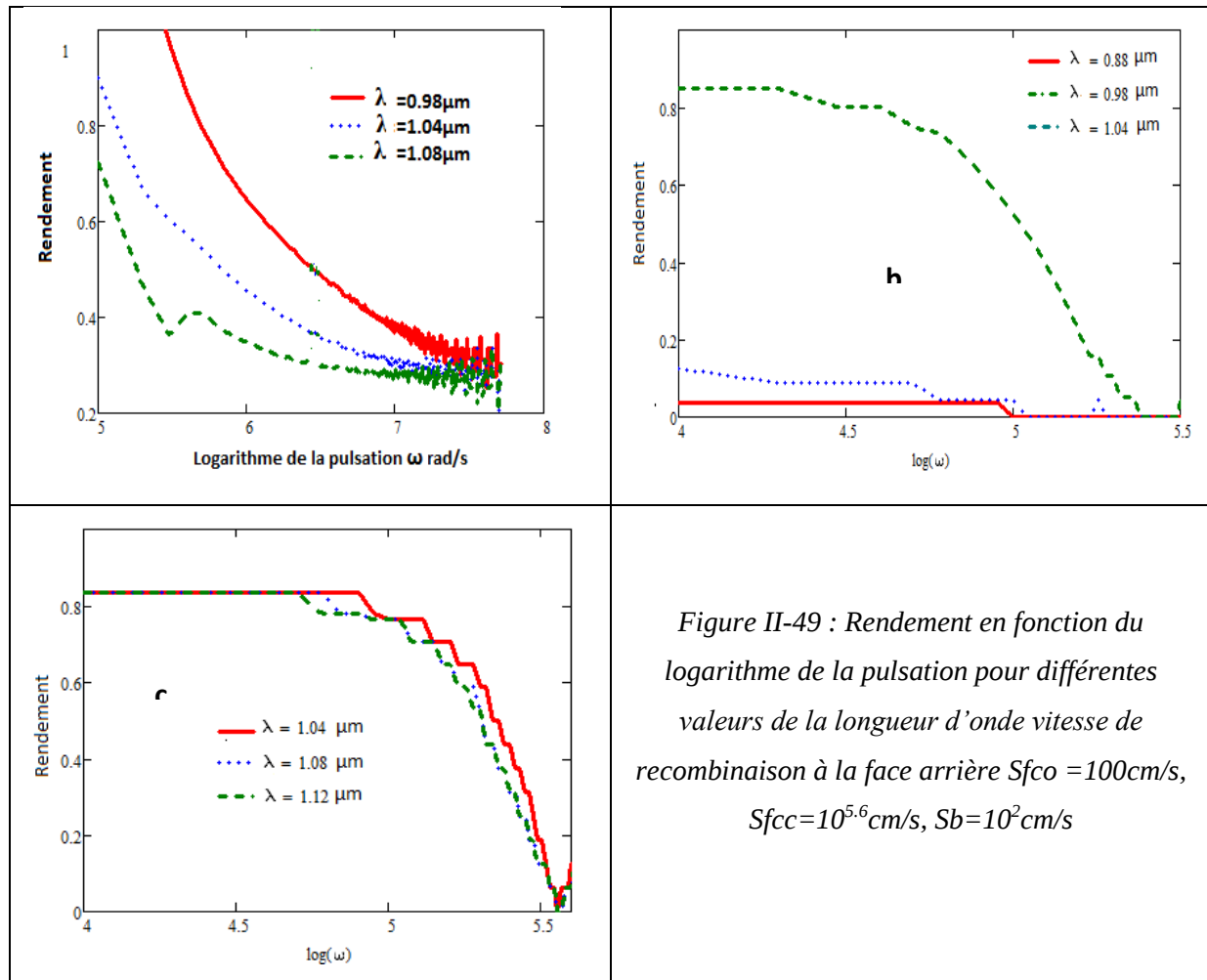
VIII-1-ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT

Le rendement de la capacité est donné par l'expression suivante.

$$\eta = 1 - \frac{X_{S_{fco}}}{X_{S_{fcc}}} \quad (\text{II-27 bis})$$

Dans cette relation S_{fco} représente la vitesse de recombinaison en circuit ouvert et S_{fcc} la vitesse de recombinaison en court-circuit X symbolise la densité relative de porteurs de charges minoritaires dans la base.

Nous illustrons à la figure II-49 le rendement de la capacité de la photopile.



Comme pour le rendement par la puissance le rendement de la capacité diminue en fonction du logarithme de la pulsation elle diminue aussi quand la longueur d'onde augmente. Nous notons aussi une inversion quand l'éclairement se fait au niveau de la face arrière ce qui est en parfaite accord avec résultats donnés par le rendement de la photopile.

X-RESISTANCES SHUNT ET SERIES

X-1-RESISTANCES SHUNT

La caractéristique J-V de la photopile ainsi étudiée montre que celle-ci fonctionne comme un générateur de courant dans les conditions de court-circuit quand elle est éclairée. Cependant, pour une photopile idéale le courant débité est constant quelle que soit la tension à ses bornes. Mais en réalité, les photopiles que nous utilisons ne sont pas idéales car il existe un courant de fuite dû aux recombinaisons en volume et au niveau des interfaces, ce qui cause une petite variation du courant débité lorsque la tension à ses bornes varie. Ceci peut être matérialisé par

la présence d'une charge intérieure liée à la photopile qu'on appelle résistance de fuite ou résistance shunt. La résistance shunt est un paramètre très important de la photopile car c'est aussi un indicateur de la bonne ou mauvaise qualité de la photopile. Ce qui fait que si nous représentons le circuit équivalent de la photopile lorsque celle-ci fonctionne pratiquement en court-circuit, cela donne celui qui est représenté à la figure suivante [37, 38]

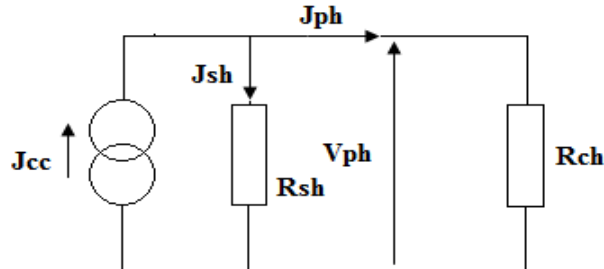


Schéma équivalent de la photopile en court-circuit

Les équations à la maille 1 et 2 nous permettent de tirer l'expression de la résistance shunt suivante

$$R_{sh}(\lambda, \omega, S_f, S_b) = \frac{V_{ph}(\lambda, \omega, S_f, S_b)}{J_{ph}(\lambda, \omega, S_{fcc}, S_b) - J_{ph}(\lambda, \omega, S_f, S_b)} \quad (II-28)$$

Dans cette expression $V_{ph}(\lambda, \omega, S_f, S_b)$ est la phototension, $J_{ph}(\lambda, \omega, S_f, S_b)$ le photocourant et $J_{ph}(\lambda, \omega, S_{fcc}, S_b) = J_{cc}$ représente le courant de court-circuit où le photocourant pour $S_f = S_{fcc}$ la vitesse de recombinaison en court-circuit dont la détermination est graphique. Nous avons pris ici $S_{fcc} = 10^{5.9} \text{ cm/s}$

X-1-1 RESISTANCES SHUNT POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT

Nous représentons à la figure II-50 suivante la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction

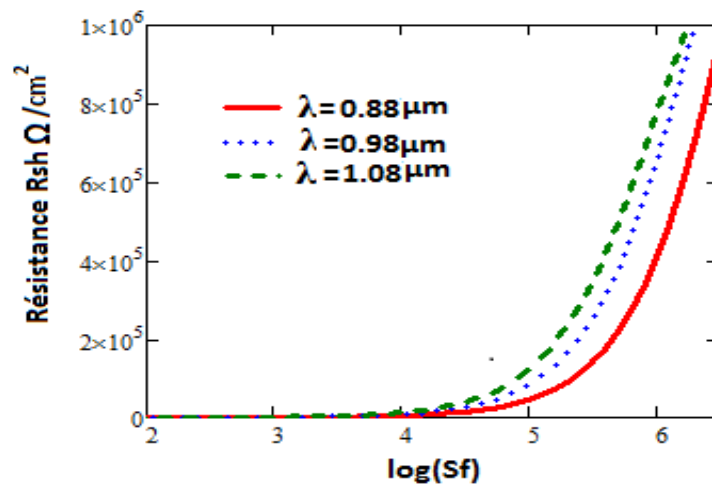


Figure II-50 : Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$ $S_{fcc} = 10^{5.9} \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

Nous remarquons à travers cette figure que la résistance shunt est quasi nulle pour des vitesses de recombinaison faibles. Elle croît exponentiellement, traduisant ainsi les flux important de porteurs qui traversent la jonction pour participer à la génération du courant. Par ailleurs, la résistance shunt croît quand la longueur d'onde augmente.

A la figure II-51 nous représentons la résistance shunt en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

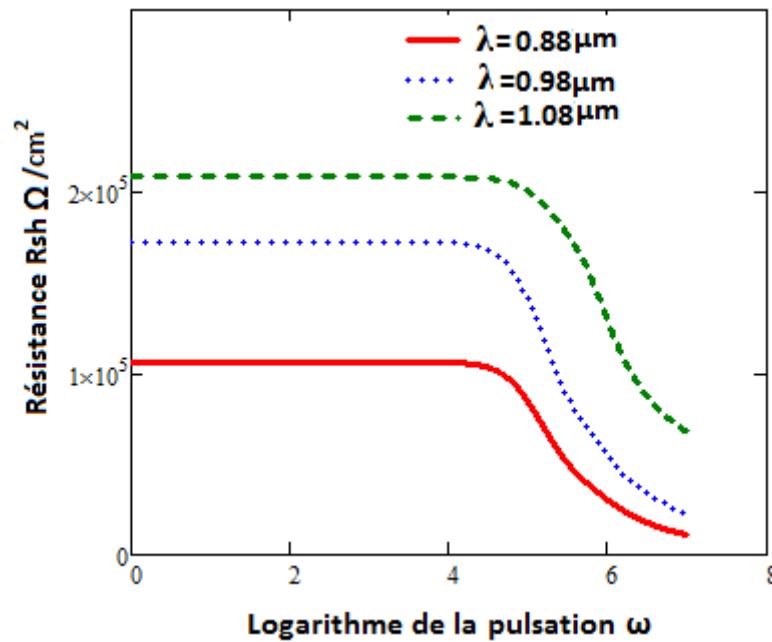


Figure II-51 : Résistance shunt en fonction du logarithme de ω pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_b = S_f = 10^4 \text{ cm/s}$, $S_{fcc} = 10^{5.9} \text{ cm/s}$

Contrairement à la vitesse de recombinaison à la jonction S_f les grandes valeurs de la pulsation diminuent la résistance shunt. En effet, on remarque que jusqu'à $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$ la résistance shunt est une constante. Elle diminue au fur et à mesure que le logarithme de la pulsation augmente. C'est-à-dire quand le régime purement fréquentiel est atteint. Ceci a pour conséquence la baisse de qualité de la photopile à cause de la diminution du coefficient de diffusion dépendant de la pulsation.

Nous représentons à la figure II-52 suivante la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière et pour différentes valeurs de la longueur d'onde également.

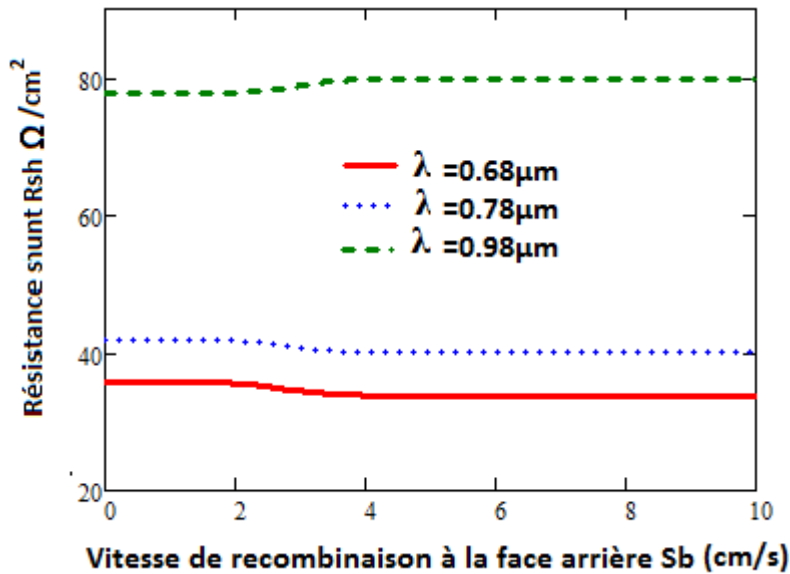


Figure II-52 : Résistance shunt en fonction de la vitesse recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 1000 \text{ rad/s}$ $S_f = 10^3 \text{ cm/s}$ $S_{fcc} = 10^{5.9} \text{ cm/s}$

La résistance shunt varie peu en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb.

De zéro à 10^2 cm/s elle est constante.

Entre 10^2 cm/s et 10^4 cm/s nous notons une légère diminution pour des valeurs de la longueur d'onde assez faibles, et une légère augmentation pour des valeurs de la longueur d'onde assez élevées. Mais cependant nous notons une forte augmentation de l'amplitude quand la longueur d'onde augmente.

X-1-2-RESISTANCE SHUNT POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE

Nous représentons la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière à la figure II-53 suivante

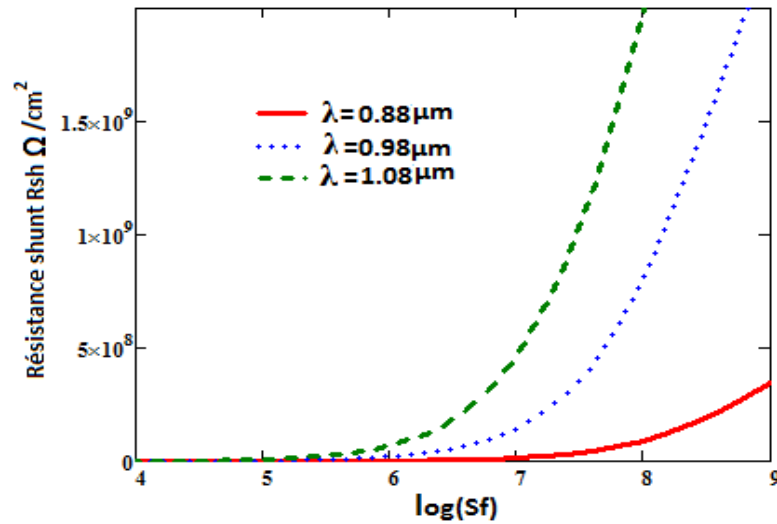


Figure II-53: Résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$ $S_{fcc} = 10^{5.9} \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$

Comme pour un éclairage à la face avant, la résistance shunt augmente avec les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison S_f . Elle augmente en amplitude quand la longueur d'onde augmente.

Nous représentons à la figure II-54 suivante la résistance série en fonction du logarithme de la pulsation

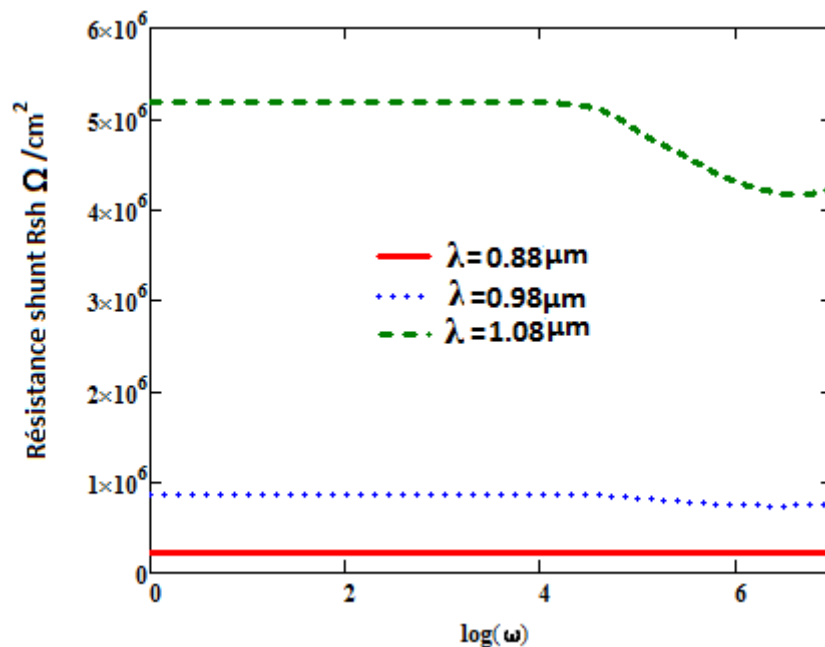


Figure II-54 : résistance shunt en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde. $S_f = 10^4 \text{ cm/s}$; $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

Nous remarquons que la résistance shunt pour un éclairage par la face arrière présente la même allure que pour un éclairage par la face avant. En effet la résistance shunt est constante pour des valeurs du logarithme de la pulsation inférieures à 10^4 rad/s quel que soit la valeur de la longueur d'onde utilisée. Cela montre que la résistance shunt n'est pas sensible à la pulsation dans cette gamme de valeurs correspondantes. Elle croît au-delà (régime fréquentiel) jouant ainsi un rôle de protection au cas où la photopile est reliée à une charge extérieure. Dans ce régime la longueur d'onde induit une augmentation de cette dernière vers les valeurs élevées du logarithme de la pulsation. En effet quand la longueur d'onde augmente la résistance shunt est élevée.

Dans la même lancée nous présentons à la figure II-58 suivante la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

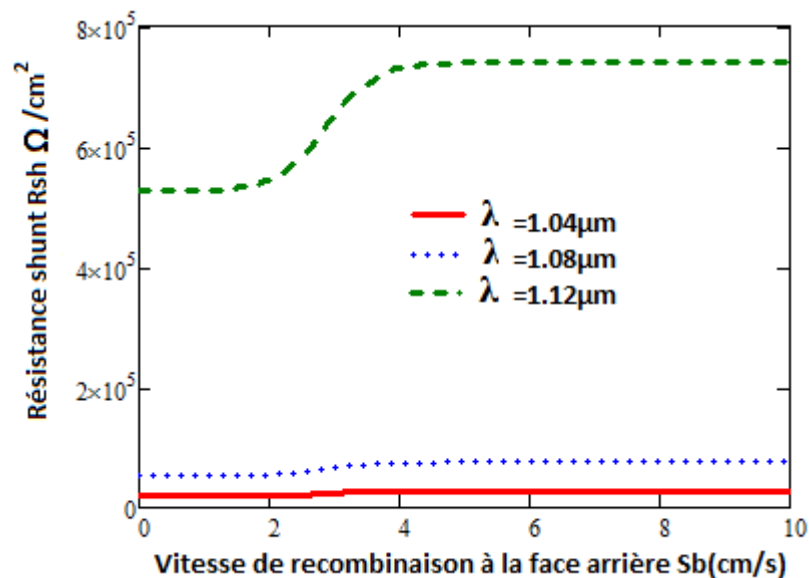


Figure II-55 : Résistance shunt en fonction de la vitesse recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 1000 \text{ rad/s}$, $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$; $S_{fcc} = 10^{5.9} \text{ cm/s}$

La résistance shunt est constante pour des vitesses de recombinaison à la face arrière comprises entre 0 et 10^2 cm/s . elle croît entre 10^2 et 10^4 cm/s , avant de devenir constante au-delà. En outre l'amplitude augmente quand la longueur d'onde augmente ce résultat est en accord avec celui obtenu en fonction du logarithme de la pulsation.

X-1-3-RESISTANCE SHUNT POUR ECLAIREMENT SIMULTANE SUR LES DEUX FACES.

A la figure II-56 suivante nous représentons la résistance shunt en fonction du logarithme de la pulsation.

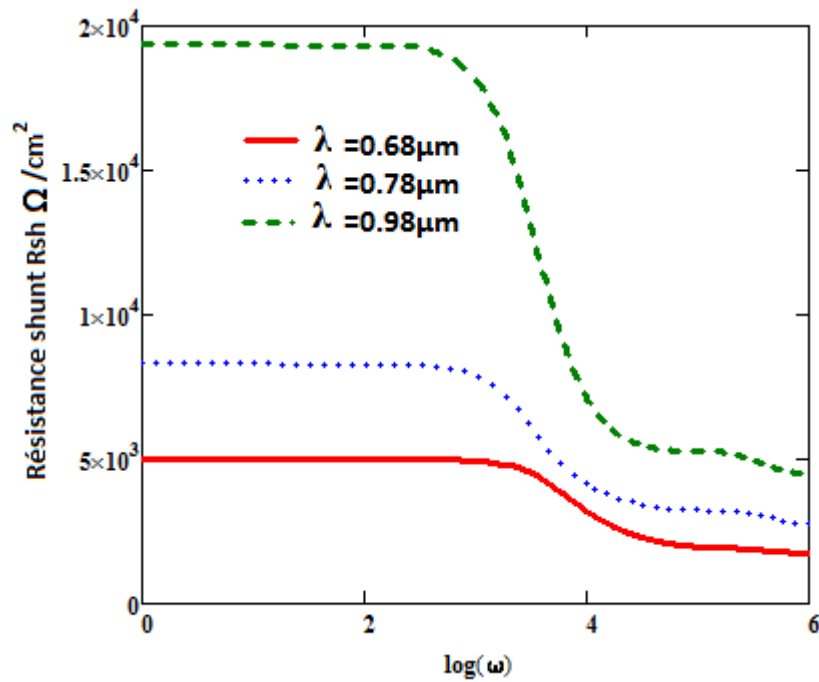


Figure II-56 : Résistance shunt en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

Comme précédemment vu la résistance shunt en fonction du logarithme de la pulsation est constante si le niveau de l'éclairement est faible. Elle diminue fortement quand ω devient grand car au-delà cette gamme de fréquence angulaire c'est-à-dire le régime fréquentiel correspondant à ω supérieure à 10^4 rad/s , la résistance shunt diminue, car il y a moins de photocourant c'est ce qui justifie cette diminution. Mais aussi augmente en amplitude quand la longueur d'onde augmente.

La résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour un éclairement simultané sur les deux faces est donnée à la figure II-57 suivante

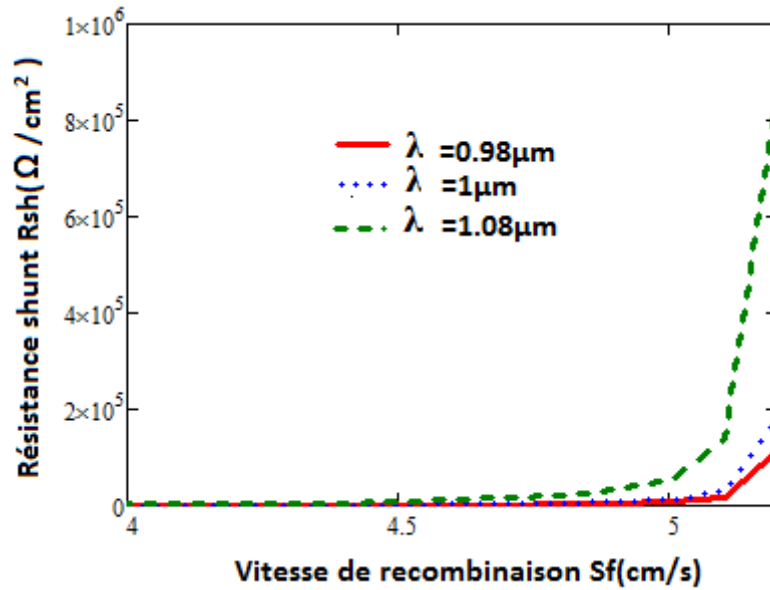


Figure II-57 : Résistance shunt en fonction de la vitesse recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 1000 \text{ rad/s}$ $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$

La résistance shunt est quasi nulle pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f . Elle croît à partir de $S_f > 10^5 \text{ cm/s}$, valeur qui n'est pas loin de la vitesse de recombinaison de court-circuit. Dans cette situation de court-circuit les recombinaisons à la jonction se multiplient et la résistance shunt augmente. Elle augmente aussi en fonction de la longueur d'onde.

A la figure II-58 suivante la résistance shunt en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière est représentée.

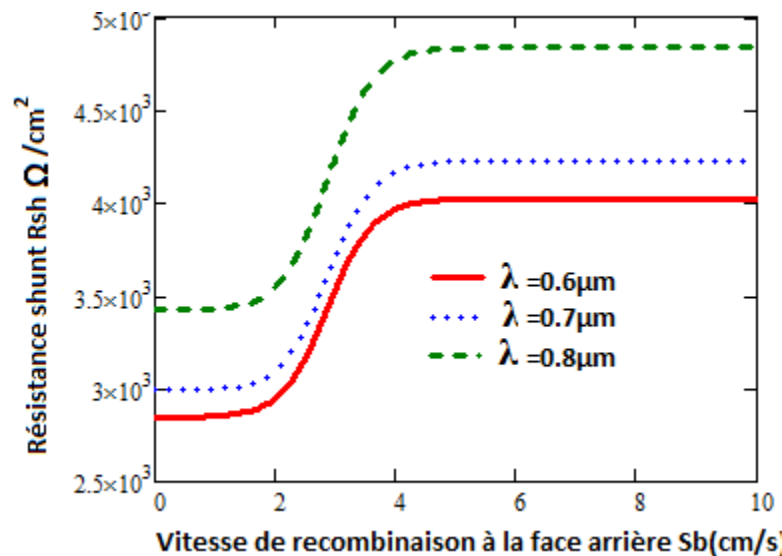


Figure II-58 : Résistance shunt en fonction de la vitesse recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 10^3 \text{ rad/s}$

La résistance shunt garde la même allure. Elle présente trois parties : un palier pour les faibles vitesses de recombinaison à la face arrière, elle augmente brusquement entre 10^2 cm/s et 10^4 cm/s avant d'atteindre un deuxième palier à partir de la vitesse de recombinaison à la face arrière qui avoisine 10^4 cm/s

X-2- RESISTANCE SERIE

La résistance série, est l'un des paramètres électriques dépendant de la nature du substrat, de la température et de la technologie utilisée. Elle joue un rôle déterminant sur la qualité d'une photopile car joue le rôle de protection pour la charge extérieure. Elle caractérise les effets résistifs du matériau et du dispositif de contact utilisés. La caractéristique de la densité de courant en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction montre que pour des valeurs de S_f inférieures à 10 cm/s , le courant est quasi nul or dans la caractéristique courant-tension de la photopile pour $I_{ph} = 0$, la tension est maximale : c'est le comportement de la photopile en circuit ouvert. Donc, en circuit ouvert la photopile se comporte comme un générateur de tension si elle est reliée à une charge extérieure. Ceci est matérialisé par le circuit équivalent suivant [39,40]

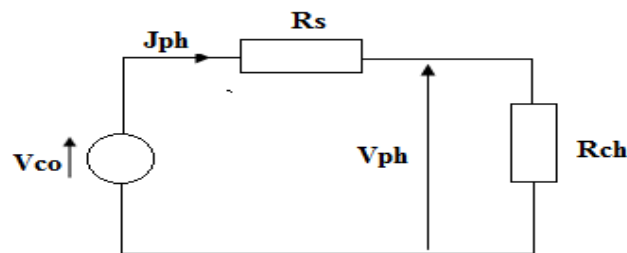


Schéma équivalent de la photopile en circuit-ouvert

Si nous considérons l'équation à la maille nous avons l'expression de la résistance série qui s'écrit par :

$$R_s(\lambda, \omega, S_f, S_b) = \frac{V_{ph}(\lambda, \omega, S_{fco}, S_b) - V_{ph}(\lambda, \omega, S_f, S_b)}{J_{ph}(\lambda, \omega, S_f, S_b)} \quad (\text{II-29})$$

Dans cette expression $V_{ph}(\lambda, \omega, S_f, S_b)$ est la phototension, $J_{ph}(\lambda, \omega, S_f, S_b)$ le photocourant et $V_{ph}(\lambda, \omega, S_{fco}, S_b) = V_{co}$ représente la phototension de circuit ouvert où $S_f = S_{fco}$ est la vitesse de recombinaison en circuit ouvert dont la détermination est graphique. Nous avons pris ici $S_{fco} = 100 \text{ cm/s}$.

X-2-1 RESISTANCE SERIE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT

A la figure II-59 suivante nous représentons la résistance série en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la pulsation.

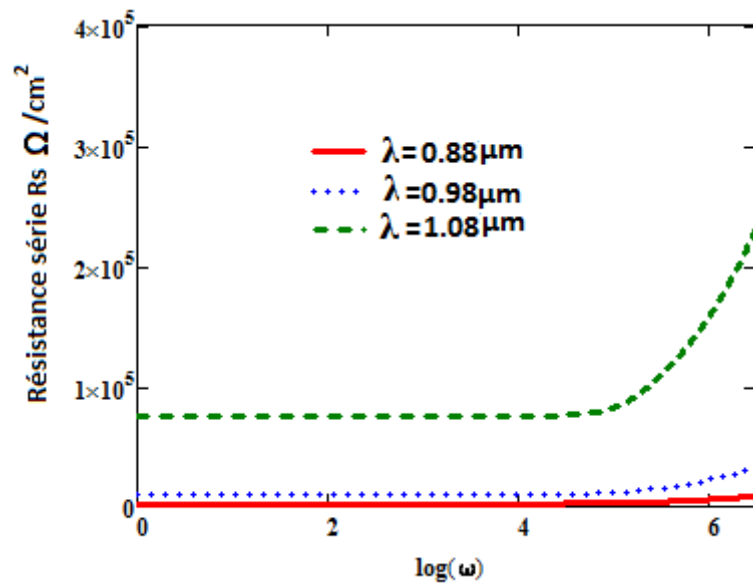


Figure II-59 : Résistance série en fonction du logarithme de ω pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $S_f = 10^4 \text{ cm/s}$

En effet la résistance série qui symbolise les pertes résistives du matériau utilisé et au niveau des contacts ohmiques est une constante pour des valeurs de la pulsation comprise entre 0 et 10^5 rad/s . Elle augmente exponentiellement au-delà de cette valeur. Par ailleurs la résistance série augmente quand la longueur d'onde augmente.

La résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction est illustrée à la figure II-60 suivante.

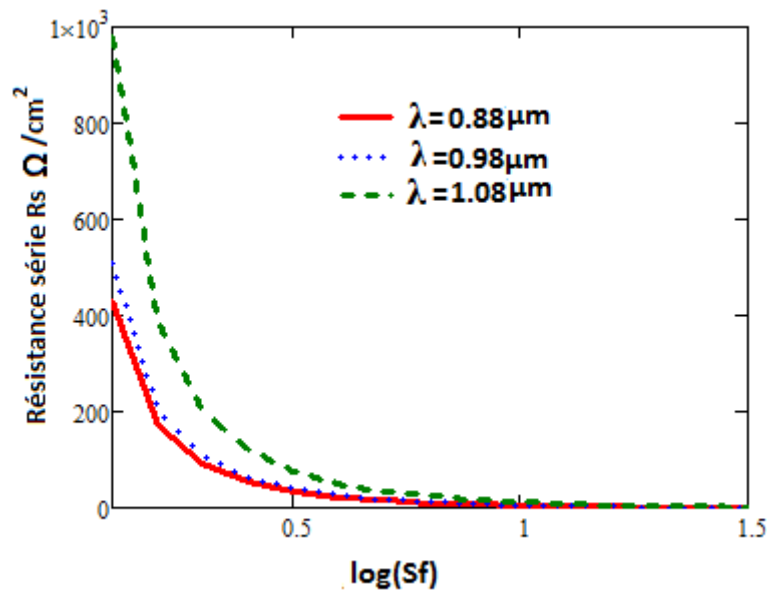


Figure II-60 : Résistance série en fonction de la vitesse recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 1000 \text{ rad/s}$, $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$ $S_{fco} = 100 \text{ cm/s}$

A travers cette figure nous remarquons que la résistance série diminue très fortement quand la vitesse de recombinaison à la jonction augmente de zéro à 10cm/s elle diminue aussi en amplitude en fonction de la longueur d'onde. Elle s'annule pour $S_f > 10\text{cm/s}$ quel que soit la valeur de la longueur d'onde utilisée.

A la figure II-61 suivante nous représentons la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

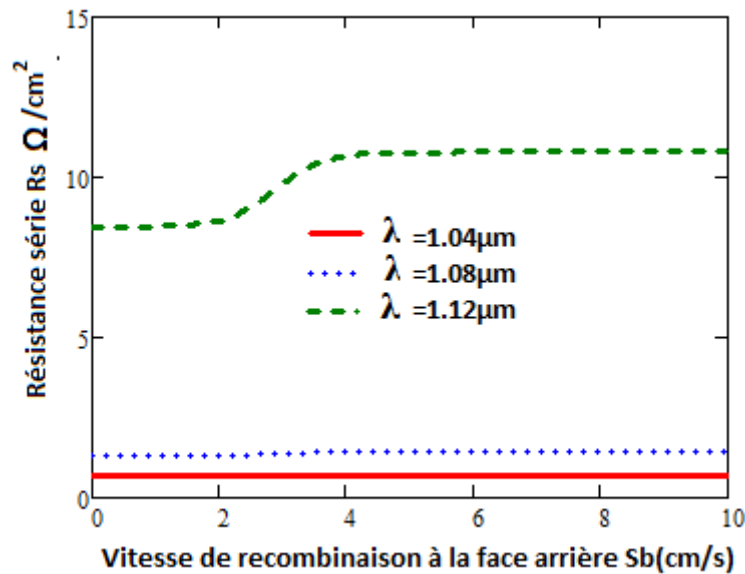


Figure II-61 : Résistance série en fonction de la vitesse recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 1000\text{rad/s}$, $S_f = 10^3\text{cm/s}$

En éclairant la photopile par sa face avant nous remarquons que la résistance série est presque constante quel que soit la vitesse de recombinaison à la face arrière. Mais elle augmente non seulement en amplitude mais légèrement quand la vitesse de recombinaison à la face arrière devient plus grande.

X-2-2RESISTANCE SERIE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE

L'étude de la résistance série pour un éclairage par la face arrière est effectuée à la figure II-62 suivante.

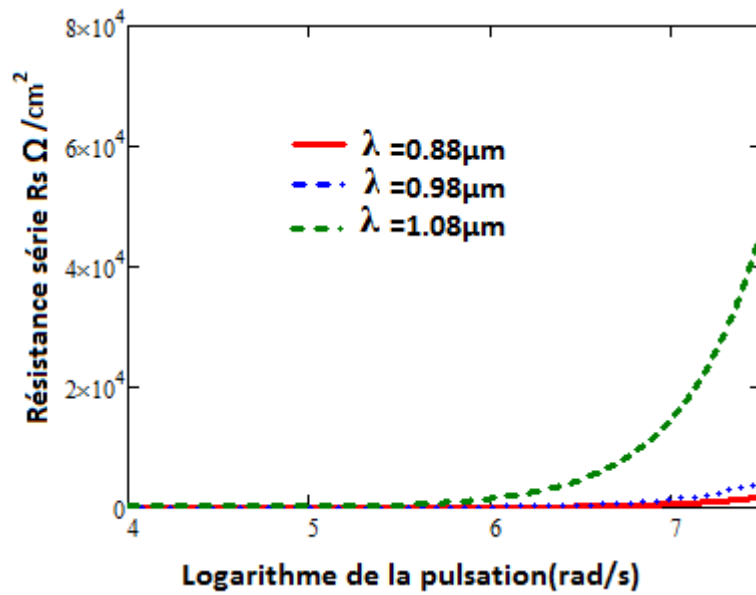


Figure II-62 : Résistance série en fonction du logarithme de ω pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$, $S_f = 10^3 \text{ cm/s}$

Nous avons une résistance série qui est nulle pour des valeurs du logarithme de la pulsation inférieures à 10^6 rad/s quel que soit la valeur de la longueur d'onde utilisée. Mais quand on dépasse cette valeur c'est-à-dire en régime fréquentiel nous notons une augmentation légère de la résistance surtout pour les faibles valeurs de la longueur d'onde. Cette augmentation varie en fonction de la longueur d'onde, elle est d'autant plus importante que la valeur de la longueur d'onde est élevée.

Nous présentons à la figure II-63 le profil de la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction

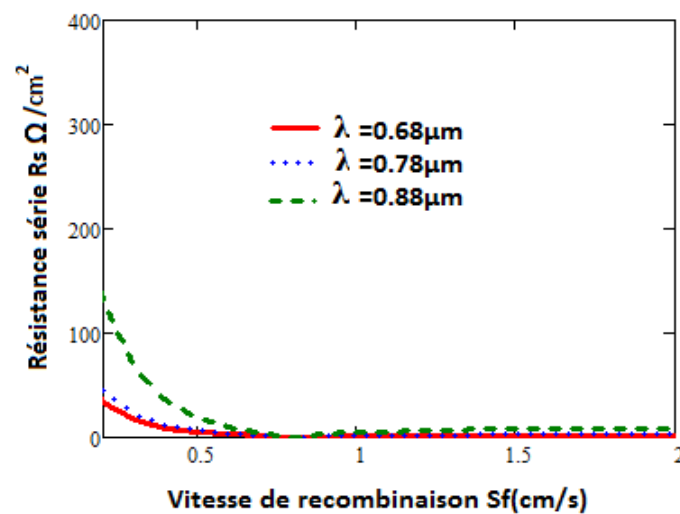


Figure II-63 : Résistance série en fonction de la vitesse recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 1000 \text{ rad/s}$, $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$

La résistance série est maximale quand la vitesse de recombinaison à la jonction est nulle elle diminue et s'annule quand celle-ci augmente quel que soit la valeur de la longueur d'onde utilisée.

Nous illustrons à la figure II-64 suivante l'évolution de la résistance série en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière

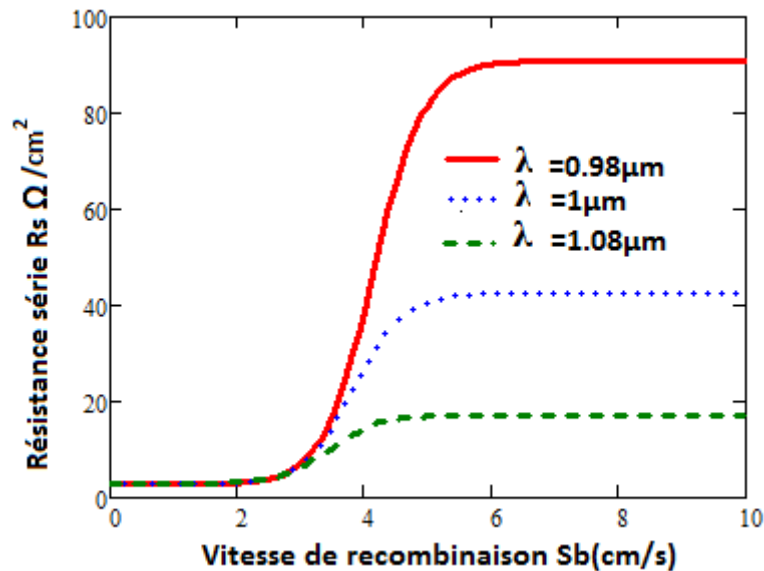


Figure II-64: Résistance série en fonction de la vitesse recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 1000\text{rad/s}$, $S_f = 10^3\text{cm/s}$

Sur cette figure la variation de la résistance série est plus nette. En effet aux faibles vitesses de recombinaison à la face arrière la résistance série est quasi nulle quel que soit la valeur de la longueur d'onde. Mais cependant nous notons une augmentation accrue jusqu'à $S_b = 10^6\text{cm/s}$ puis elle redevient constante à partir de $S_b > 10^6\text{cm/s}$. Cependant elle diminue en amplitude quand la longueur d'onde augmente.

X-2-3-RESISTANCE SERIE POUR UN ECLAIREMENT SIMULTANE SUR LES DEUX FACES

Nous illustrons toujours dans la même lancée pour un éclairage simultané, l'évolution de la résistance série en fonction du logarithme de la pulsation et des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière aux figures II-65, II-66 suivantes respectivement.

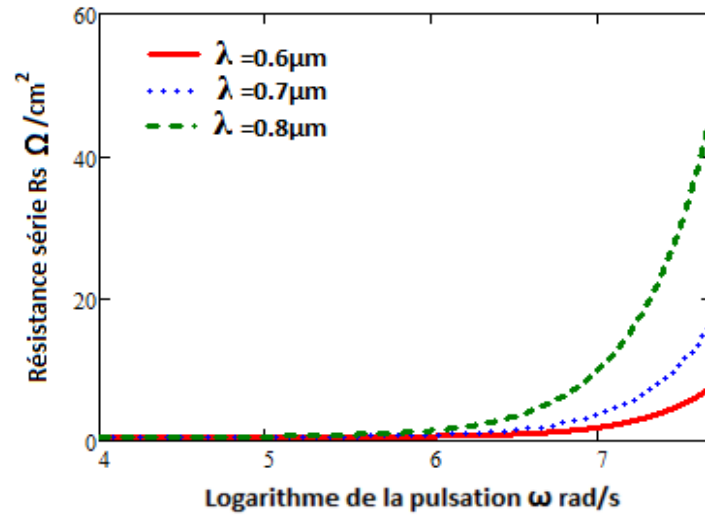


Figure II-65 : Résistance série en fonction du logarithme de ω pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_b = 10^3 \text{ cm/s}$, $S_f = 10^3 \text{ cm/s}$

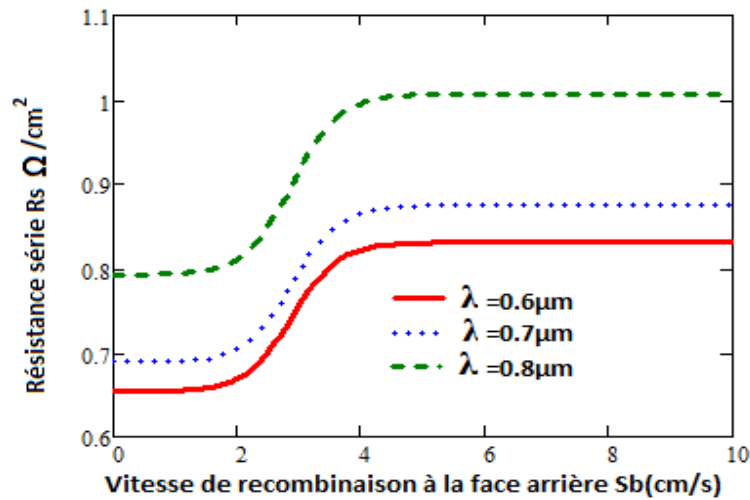


Figure II-66 : Résistance série en fonction de la vitesse recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $\omega = 1000 \text{ rad/s}$, $S_f = 10^3 \text{ cm/s}$

Globalement la résistance série présente la même allure que précédemment. Elle est quasi nulle pour les valeurs du logarithme de la pulsation ne dépassant pas 10^6 rad/s . Mais elle augmente exponentiellement au-delà, mais également quand la longueur d'onde augmente.

Par ailleurs les recombinaisons à la face arrière comprises entre 10^2 cm/s et 10^4 cm/s augmentent la résistance série ces valeurs redeviennent constantes au-delà de 10^4 cm/s . il est à noter aussi une augmentation de l'amplitude quand la longueur d'onde augmente.

IX-IMPEDANCE DYNAMIQUE

L'impédance dynamique [41] est donnée par la relation suivante

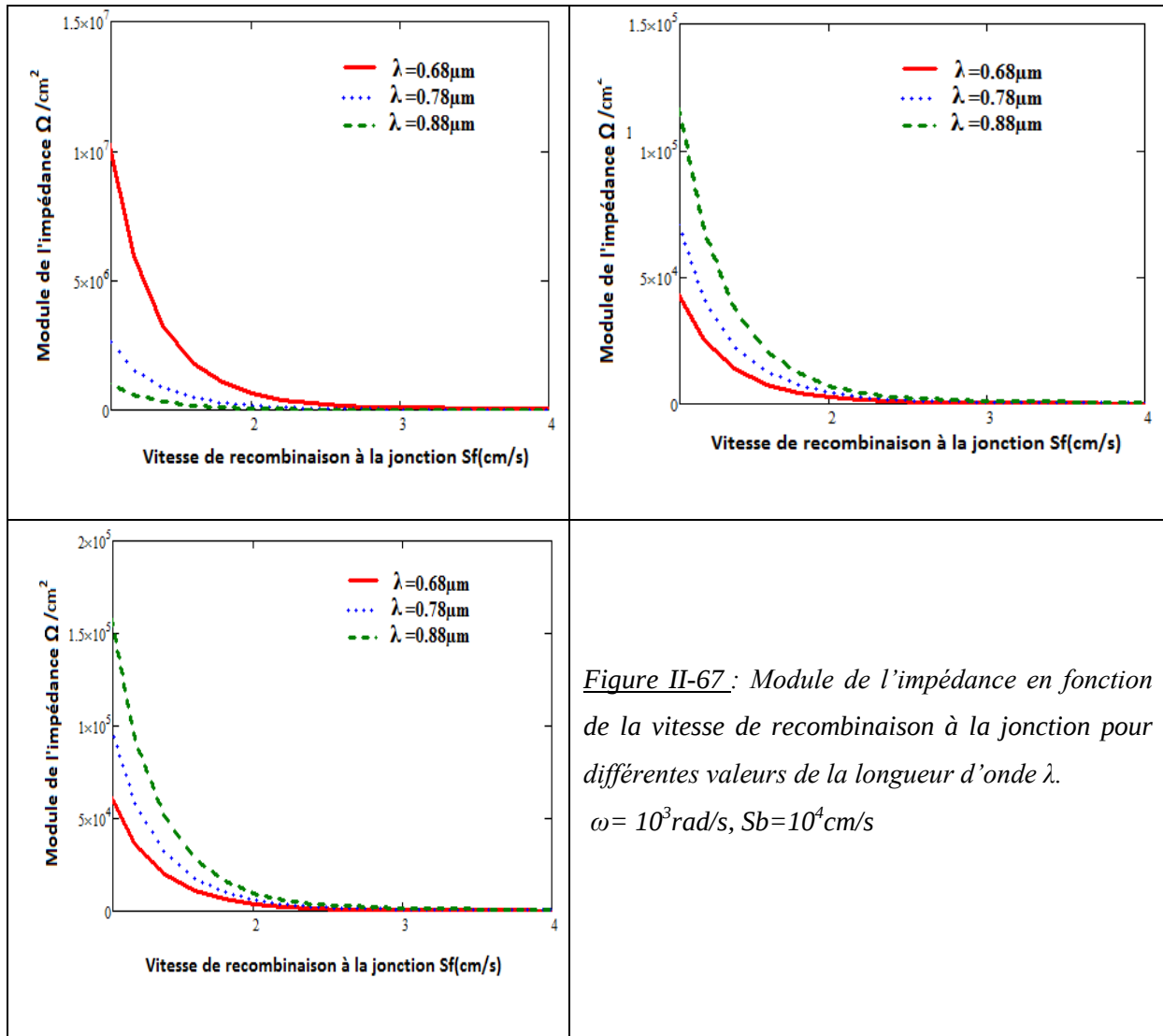
$$Z_n(\lambda, \omega, Sf_n, Sb_n) = \frac{V_{ph}(\lambda, \omega, Sf_n, Sb_n)}{J_{ph}(\lambda, \omega, Sf_n, Sb_n)} \quad (\text{II-30})$$

V_{ph} et J_{ph} désignent respectivement la phototension et le photocourant n est le mode d'éclairement de la photopile.

L'étude de l'impédance dynamique est une méthode de détermination des résistances séries et shunt de la photopile à partir des diagrammes de Nyquist et de Bode que nous allons proposer dans la suite

IX-1 MODULE DE L'IMPEDANCE DYNAMIQUE EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTION

Nous présentons le module de l'impédance en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde pour les trois modes d'éclairement à la figure II-67.



Le module de l'impédance diminue en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction. En effet pour des valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction $S_f = 10 \text{ cm/s}$ le module de l'impédance est maximal car la phototension est égale à la phototension de circuit-ouvert et le courant est pratiquement égal au courant de diode. Elle décroît fortement et s'annule quand la vitesse de recombinaison à la jonction augmente. Cette forte recombinaison à la jonction entraîne un courant tendant vers le courant de court-circuit et une phototension qui diminue pour s'annuler quand S_f grand. Mais pour un éclairage par la face avant de la photopile l'amplitude du module de l'impédance diminue quand la longueur d'onde augmente, tandis que pour un éclairage par la face arrière et un éclairage simultané sur les deux faces nous notons une inversion à savoir une augmentation du module de l'impédance quand la longueur d'onde augmente. Ce phénomène avait été observé lors de la caractéristique courant-tension de la photopile.

IX-2 DIAGRAMME DE NYQUIST DE L'IMPEDANCE

Le digramme de Nyquist de l'impédance consiste en la représentation de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle [42].

Eclairement avant

Aux figures II-68, II-69, II-70 on représente la partie imaginaire de l'impédance en fonction de sa partie réelle pour différentes valeurs de la longueur d'onde et pour l'ensemble des trois modes d'éclairement.

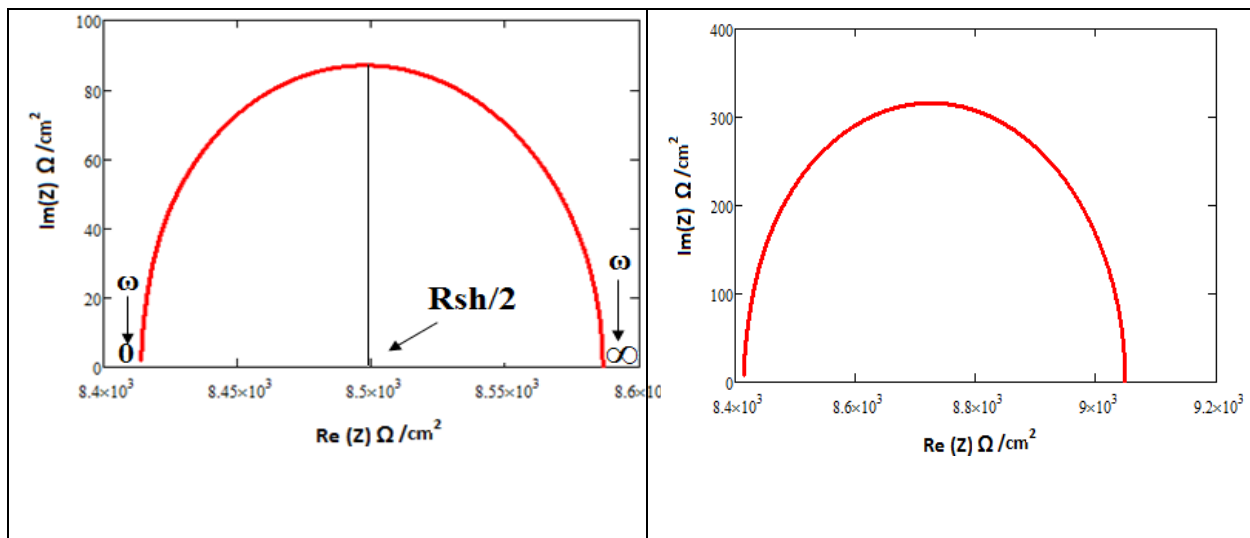


Figure II-68 Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance

$c: \lambda = 1.1 \mu\text{m} \quad S_f = 10^6 \text{ cm/s} ; S_b = 10^5 \text{ cm/s}$

$d: \lambda = 1.06 \mu\text{m} \quad S_f = 10^6 \text{ cm/s} ; S_b = 10^5 \text{ cm/s}$

Éclairement par la face arrière

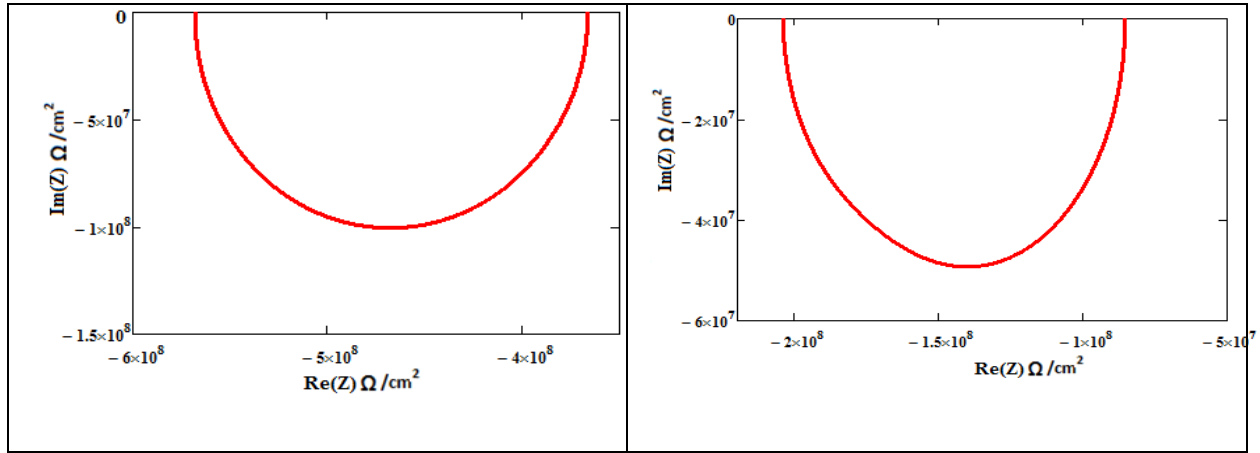


Figure II-69 Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance

a: $\lambda=1.2\mu\text{m}$ $S_f=10^6\text{cm/s}$; $S_b=10^5\text{cm/s}$

b: $\lambda=1.16\mu\text{m}$ $S_f=10^5\text{cm/s}$; $S_b=10^5\text{cm/s}$

Eclairement simultané

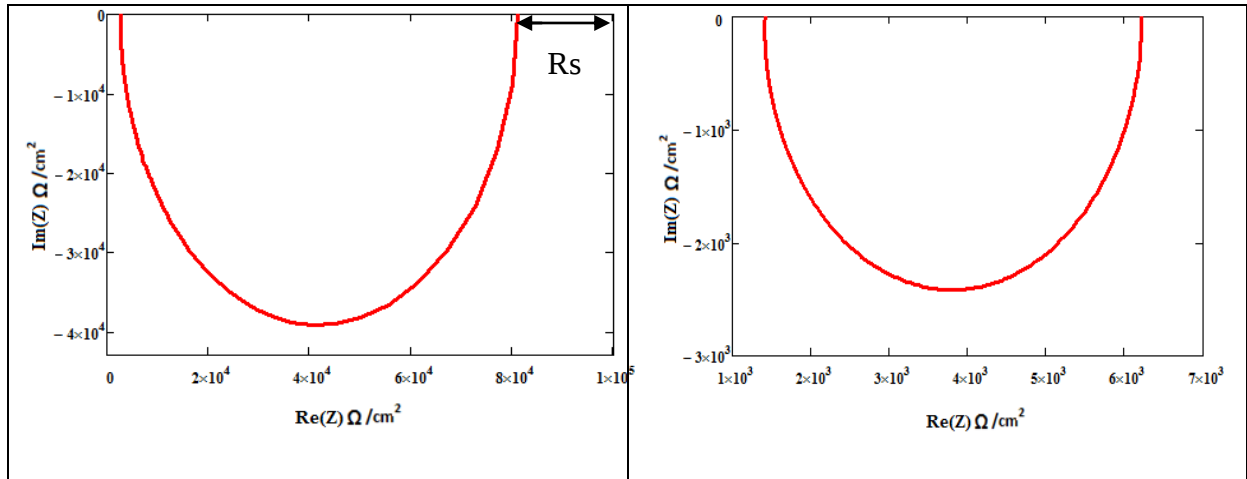


Figure II-70 Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance

a: $\lambda=1.08\mu\text{m}$ $S_f=10^6\text{cm/s}$; $S_b=10^6\text{cm/s}$

c: $\lambda=1.16\mu\text{m}$ $S_f=10^6\text{cm/s}$; $S_b=10^6\text{cm/s}$

Les diagrammes de Nyquist de l'impédance sont des demi-cercles de centre $\left(\frac{R_{Sh}}{2} + R_s \right)$ et de

rayon $\left(\frac{R_{Sh}}{2} \right)$ en variant la pulsation. Pour les faibles valeurs de la pulsation ($\omega \rightarrow 0$) 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.

Lorsque la pulsation $\omega \rightarrow \omega_c$ la partie imaginaire est égale à $\frac{R_{Sh}}{2}$ et la partie réelle est égale $\frac{R_{Sh}}{2} + R_s$, ce point correspond à un maximum sur les courbes.

Enfin pour les grandes valeurs de la pulsation ($\omega \rightarrow \infty$) la composante réelle de l'impédance est égale à la résistance série et la composante imaginaire de l'impédance tend vers zéro [43-44].

Nous notons que pour les grandes valeurs de la pulsation, la photopile a un comportement ohmique du fait que son impédance se résume seulement à sa partie résistive.

Dans le tableau nous présentons des valeurs de la résistance série et shunt en fonction de la longueur d'onde.

Nous présentons aux tableaux suivants quelques valeurs de résistances shunt et série pour certaines valeurs de la longueur d'onde fixée à partir des diagrammes de Nyquist pour les trois modes d'éclairement respectivement.

Longueur d'onde en (μm)	Résistance shunt (Ω/cm^2)	Résistance série (Ω/cm^2)
1.06	8400	650
1.12	8414.1	800

Tableau 1

Éclairement par la face arrière

Longueur d'onde en (μm)	Résistance shunt (Ω/cm^2)	Résistance série (Ω/cm^2)
1.16	$9 \cdot 10^6$	170
1.2	$0.3 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^8$

Tableau 2

Éclairement simultané

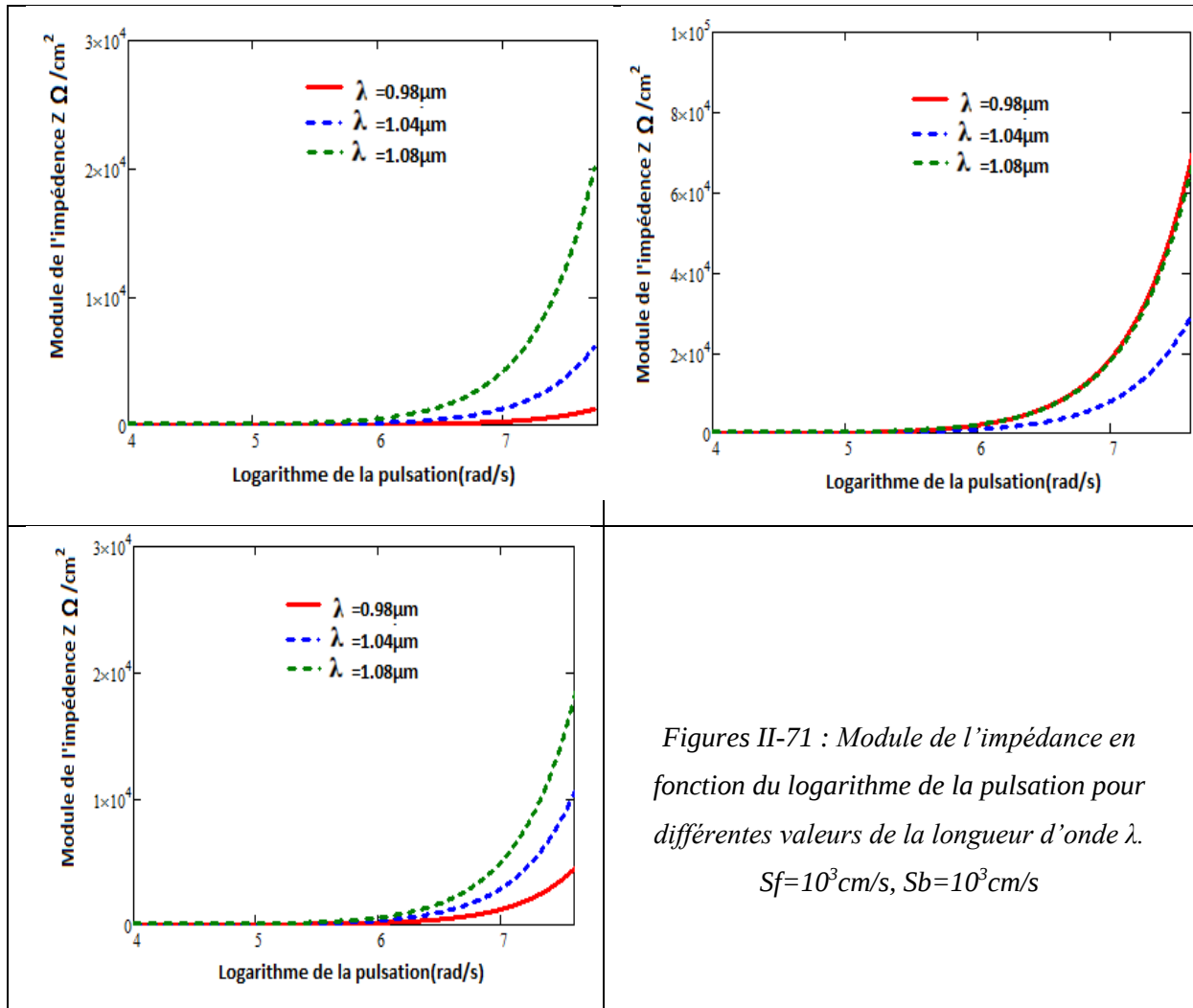
Longueur d'onde en (μm)	Résistance shunt (Ω/cm^2)	Résistance série (Ω/cm^2)
1.08	$3.8 \cdot 10^4$	$0.2 \cdot 10^4$
1.16	$5.1 \cdot 10^4$	$0.5 \cdot 10^3$

Tableau 3

IX-3 DIAGRAMME DE BODE DE L'IMPEDANCE

Le diagramme de Bode [45] est une méthode mise au point pour simplifier l'obtention des tracés de réponse en fréquence. A la figure II-76 suivante nous représentons le module de

l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour les trois modes d'éclairage en faisant varier la longueur d'onde.

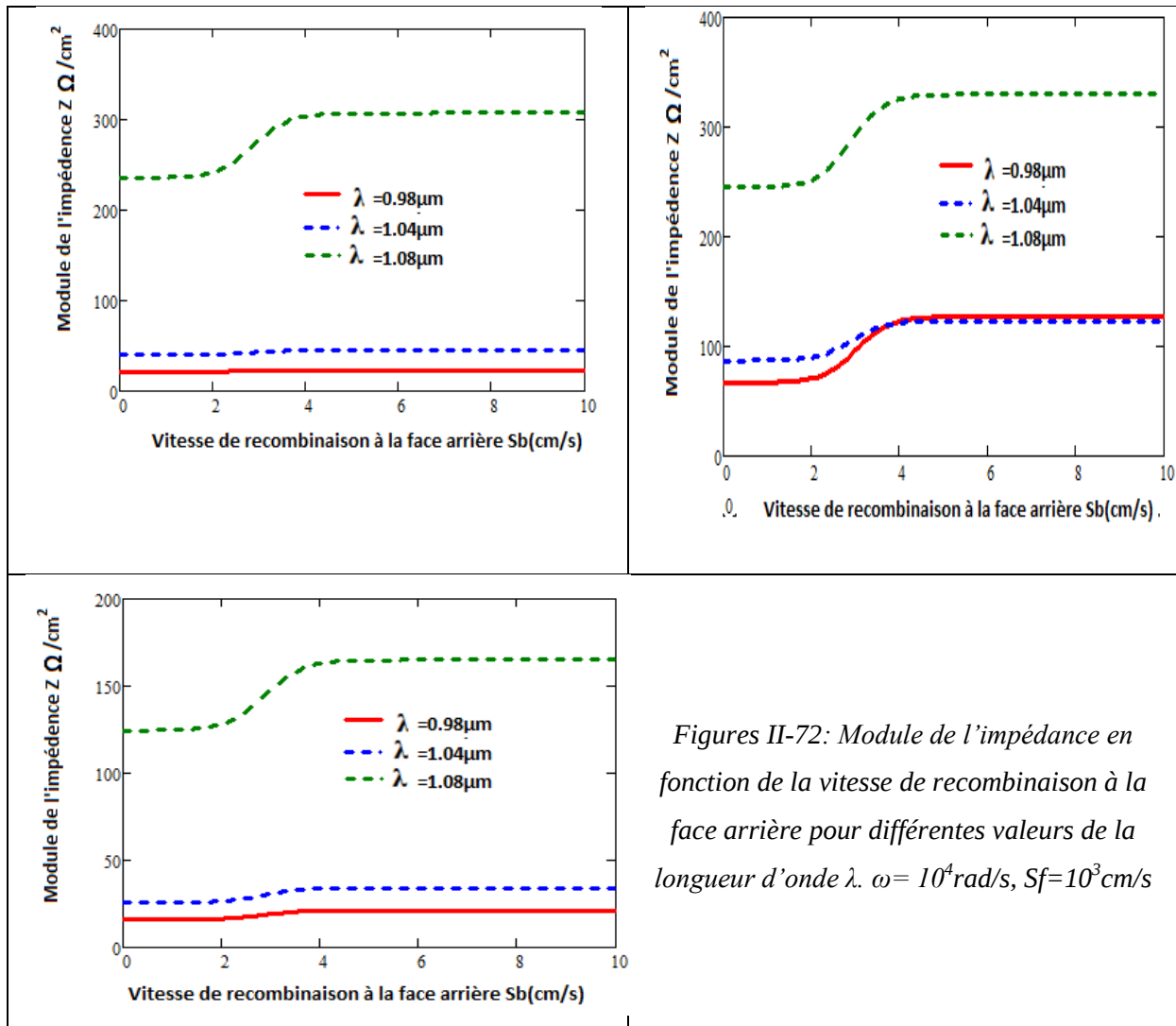


Pour les fréquences angulaires comprises dans l'intervalle $0 < \omega < \omega_c$, le module de l'impédance est indépendant de la pulsation. Et pour les valeurs de la pulsation telle que $\omega > \omega_c$ le module de l'impédance augmente avec la pulsation. Cette augmentation est d'autant plus importante que la longueur d'onde augmente. La fréquence de coupure permet la détermination de la capacité de la photopile connaissant la résistance shunt grâce à la relation suivante :

$$R_{sh} \bullet C = \frac{2\pi}{\omega_c}$$

IX-4 MODULE DE L'IMEDANCE EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIERE

Le profil du module de l'impédance en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde a été étudié aux figures II-72 suivantes pour les trois modes d'éclairement.



Les courbes du module de l'impédance en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière présentent la même allure.

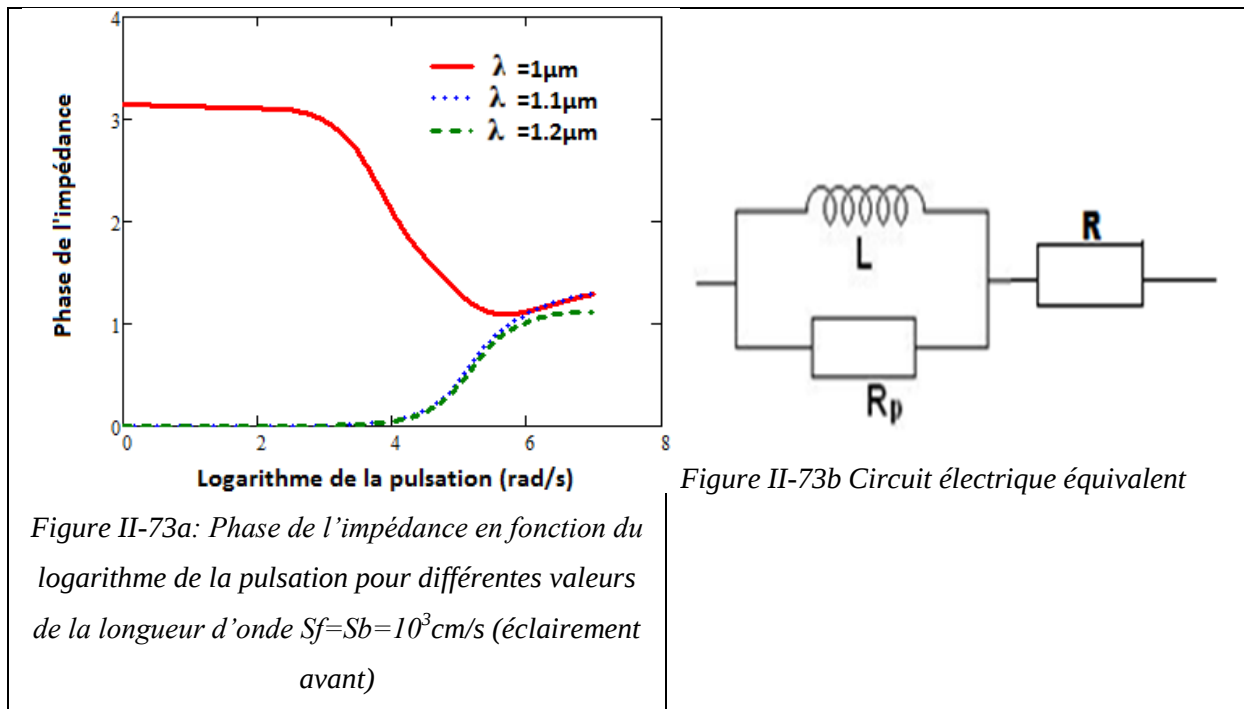
Aux faibles vitesses de recombinaison à la face arrière c'est-à-dire S_b comprise entre $[0 ; 10^2 \text{ cm/s}]$ le module de l'impédance est constante quel que soit le mode d'éclairement

Elle augmente légèrement entre $[10^2 \text{ cm/s} ; 10^4 \text{ cm/s}]$.

Elle redevient constante à partir de $S_b=10^4\text{cm/s}$, par contre l'amplitude augmente quand la longueur d'onde augmente. Cependant quand la longueur d'onde augmente leurs amplitudes augmentent.

IX-5 PHASE DE L'IMPEDANCE

Le diagramme de Bode de la phase de l'impédance est donné à la figure II-78, suivante.

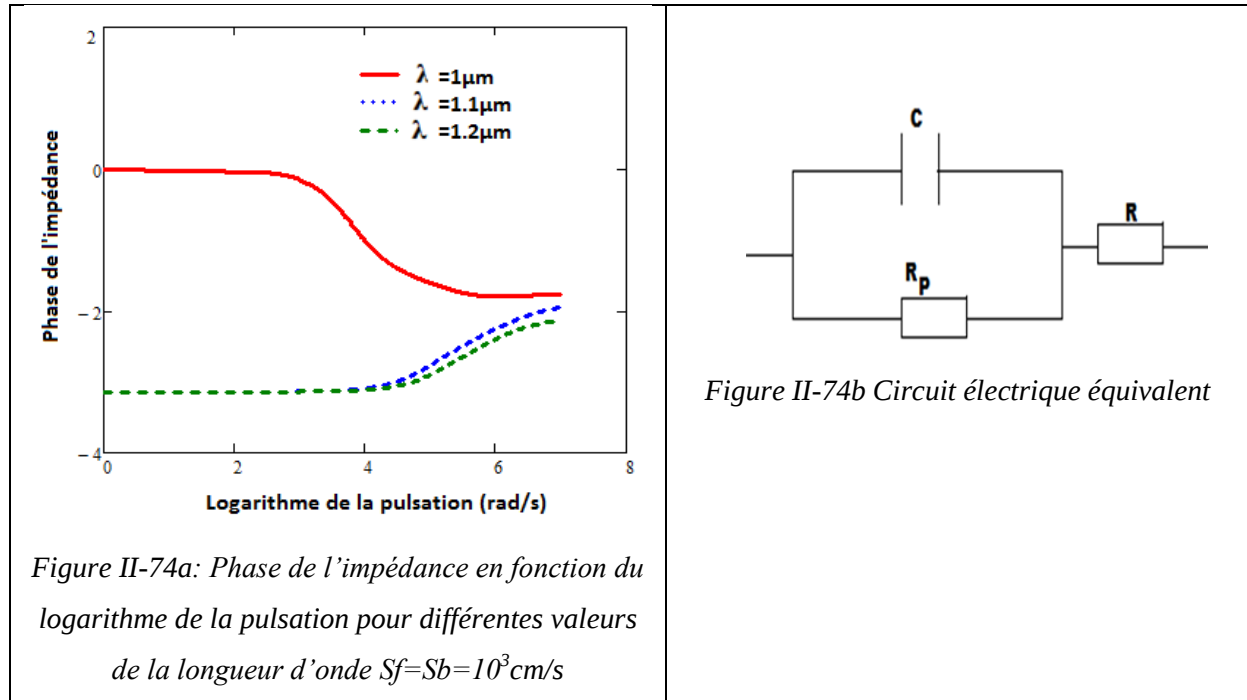


La phase de l'impédance décroît faiblement de manière linéaire en fonction du logarithme de la pulsation de $\omega = 0\text{rad/s}$ à $\omega = 10^3\text{rad/s}$ pour les faibles valeurs de la longueur d'onde. Elle décroît fortement jusqu'à $\omega = 10^5\text{rad/s}$ avant d'augmenter légèrement jusqu'à $\omega = 10^7\text{rad/s}$.

Pour les grandes valeurs de la longueur d'onde la phase de l'impédance est nulle dans l'intervalle du logarithme de la pulsation comprise entre $[\omega=0\text{ rad/s} ; \omega=10^4\text{rad/s}]$. Elle croît exponentiellement jusqu'à $\omega=10^6\text{rad/s}$ avant légèrement jusqu'à $\omega = 10^7\text{rad/s}$.

En outre nous notons que la phase de l'impédance est positive pour un éclairage par la face avant ce qui montre que l'effet inductif l'emporte sur l'effet capacitif.

A la figure II-74, suivante nous représentons la phase de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde quand l'éclairage se fait à la face arrière.



La phase de l'impédance présente les mêmes allures que pour un éclairage à la face avant. En effet pour les faibles valeurs de la longueur d'onde elle est nulle quand le logarithme de la pulsation varie jusqu'à 10^3 rad/s . Elle décroît négativement et devient constant entre 10^6 rad/s et 10^7 rad/s .

Par ailleurs pour les grandes valeurs de la longueur d'onde la phase de l'impédance est une constante positive pour $\omega < 10^4 \text{ rad/s}$. Elle croît exponentiellement jusqu'à $\omega < 10^7 \text{ rad/s}$. Cette augmentation est d'autant plus faible que la longueur d'onde est importante.

Contrairement à l'éclairage par la face arrière cette phase de l'impédance est négative ce qui laisse croire que l'effet capacitif l'emporte sur l'effet inductif.

A la figure II-75 suivante est illustré le diagramme de Bode de la phase de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation et pour différentes valeurs de la longueur d'onde quand on éclaire la photopile simultanément sur ses deux faces.

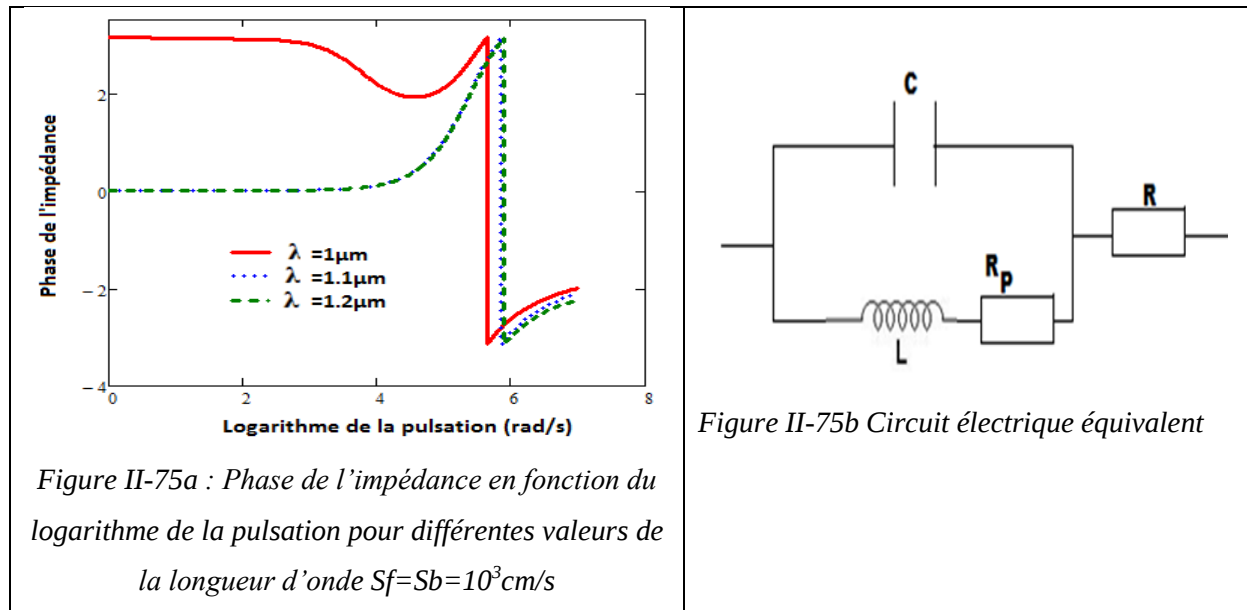
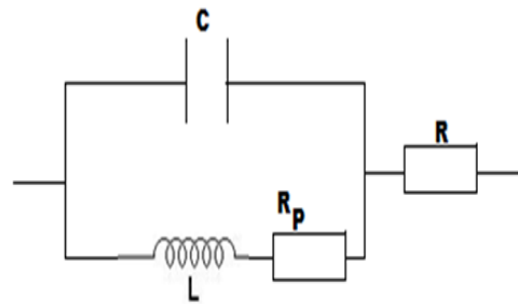


Figure II-75b Circuit électrique équivalent



Nous remarquons les effets les effets capacitifs et inductifs en éclaircissement simultané. Mais l'effet inductif se manifeste pour des valeurs de ω inférieures à $10^{5.5} \text{ rad/s}$. entre $\omega 10^{5.5} \text{ rad/s}$, et $\omega = 10^6 \text{ rad/s}$ effet capacitif et effet inductif se neutralisent. A partir de 10^6 rad/s c'est l'effet capacitif qui prédomine.

PARTIE III

COMPORTEMENT

THERMIQUE

I-INTRODUCTION

Dans cette partie une étude du comportement thermique de la photopile en régime dynamique fréquentiel a été effectuée. Partant de l'équation de continuité thermique nous avons, abouti à la détermination de la variation de la température dont le profil a été représenté en fonction de différents paramètres que sont la profondeur dans la base, le logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

La variation de la température a surtout permis de déterminer la densité de flux de chaleur dont le profil a été également tracé en fonction de différentes paramètres et de voir l'effet de la longueur d'onde et de la pulsation sur le profil de la densité de flux de chaleur. A partir de la variation de la température et de la densité de flux de flux de chaleur, les paramètres thermiques que sont l'impédance thermique ainsi que la phase de l'impédance ont été aussi déterminés, qui ont permis entre autres de proposer des circuits équivalents de la photopile. Enfin, nous avons fait une comparaison entre paramètres électriques et thermiques .

II VARIATION DE LA TEMPERATURE

II-1 EQUATION DE CONTINUITE

Quand la photopile est éclairée par un rayonnement monochromatique il se produit une génération de porteurs qui diffusent au sein du matériau. Ce mouvement d'ensemble des porteurs induit des chocs entre eux créant ainsi une élévation de la température en plus de la température transportée par le rayonnement. Cette variation de la température entre la température d'équilibre du matériau d'une part et celle due aux chocs des particules photo générées et celle obtenue à partir du transfert par rayonnement est régie en régime dynamique fréquentiel par l'équation de continuité suivante :

$$a \cdot \frac{\partial^2 \Delta T(x,t)}{\partial x^2} + \frac{G_H(x,t)}{\rho \cdot c} = \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} \quad (\text{III-1})$$

Avec a qui est la diffusivité thermique du matériau, ρ sa densité et c sa chaleur spécifique.

Les termes $\Delta T(x, t)$ et $G(x, t)$ qui représentent respectivement la variation de température par rapport à la température initiale T_0 et le taux de génération thermique qui sont des fonctions du temps. Ils s'écrivent par :

$$\Delta T(x,t) = \Delta T(x) \cdot e^{i \cdot \omega t} \quad (\text{III-2})$$

$$G(x,t) = G(x) \cdot e^{i \cdot \omega t} \quad (\text{III-3})$$

$\Delta T(x)$ et $G(x)$ 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. En remplaçant leur expression dans l'équation V-1 on obtient :

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x)}{\partial x^2} - \sigma(\omega)^2 \Delta T(x) = -\frac{G(x)}{k'} \quad (\text{III-4})$$

k' est la conductivité thermique

$\sigma(\omega)$ est le coefficient de diffusion thermique complexe et la partie spatiale du taux de génération thermique $G(x)$ ont pour expression respectivement

$$\sigma(\omega) = \left(\frac{i \cdot \omega}{a} \right)^{1/2} \quad (\text{III-5})$$

$$G(x) = \alpha(\lambda) \cdot I_0(\lambda) (1 - R(\lambda) \Delta E (\xi e^{-\alpha(\lambda)x} + \chi e^{-\alpha(\lambda)(H-x)}) + \frac{E_g \cdot \delta_\gamma(x)}{\tau} \quad (\text{III-6})$$

$\Delta E = h\nu - E_g$ la variation de l'énergie où E_g est l'énergie du gap du silicium

II-2 SOLUTION PARTICULIERE DE L'EQUATION AVEC SECOND MEMBRE

En résolvant l'équation III-1 ci-dessus on obtient la solution particulière de l'équation avec second membre donnée par l'expression III-4 ci-dessous

$$\Delta T_{1\gamma}(x, \omega) = \frac{E_g}{k' \tau (1 - \alpha(\lambda)^2 L(\omega)^2)} \left\{ \begin{aligned} &A(\omega) \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + \\ &B(\omega) \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \end{aligned} \right\} + \frac{\alpha(\lambda) \phi(\lambda) (1 - R(\lambda))}{k' (\sigma(\omega)^2 - \alpha(\lambda)^2)} \left\{ \Delta E + \frac{E_g L(\omega)^2}{D(\omega) \tau (1 - \alpha(\lambda)^2 L(\omega)^2)} \right\} (\xi e^{-\alpha(\lambda)x} + \chi e^{-\alpha(\lambda)(H-x)}) \quad (\text{III-7})$$

II-3 SOLUTION GENERALE DE L'EQUATION SANS SECOND MEMBRE

L'équation sans second membre est donnée par l'expression (III-6) suivante

$$\frac{\partial^2 \Delta T_\gamma(x)}{\partial x^2} - \sigma(\omega)^2 \Delta T_\gamma(x) = 0 \quad (\text{III-8})$$

La solution de cette équation est donnée par la relation III-7 ci-après

$$\Delta T_{2\gamma}(x, \omega) = C(\omega) \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + D(\omega) \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \quad (\text{III-9})$$

La solution générale est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta T_\gamma(x, \omega) = C(\omega) \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + D(\omega) \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + \frac{Eg}{k' \tau (1 - \alpha(\lambda)^2 L(\omega)^2)} \left\{ \begin{aligned} &A(\omega) \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + \\ &B(\omega) \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \end{aligned} \right\} + \quad (III-10)$$

$$\frac{\alpha(\lambda) I_0(\lambda) (1 - R(\lambda))}{k' (\sigma(\omega)^2 - \alpha(\lambda)^2)} \left\{ \Delta E + \frac{Eg L(\omega)^2}{D(\omega) \tau (1 - \alpha(\lambda)^2 L(\omega)^2)} \right\} (\xi e^{-\alpha(\lambda)x} + \chi e^{-\alpha(\lambda)(H-x)})$$

II-2-4 CONDITIONS AUX LIMITES

Les coefficients C et D sont déterminés à partir des conditions aux limites suivantes :

A la jonction de la photopile :

$$\left. \frac{\partial \Delta T_\gamma(x, \omega)}{\partial x} \right|_{x=0} = Sf \left. \frac{Eg \delta_\gamma(x, \omega)}{k'} \right|_{x=0} \quad (III-11)$$

A la face arrière de la photopile :

$$\left. \frac{\partial \Delta T_\gamma(x, \omega)}{\partial x} \right|_{x=H} = -Sb \left. \frac{Eg \delta_\gamma(\omega, x)}{k'} \right|_{x=H} \quad (III-12)$$

II-2-5 VARIATION DE LA TEMPERATURE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE AVANT

Aux figures III-1, III-2, III-3 suivantes nous présentons la variation de la température en fonction de la profondeur dans la base de la photopile.

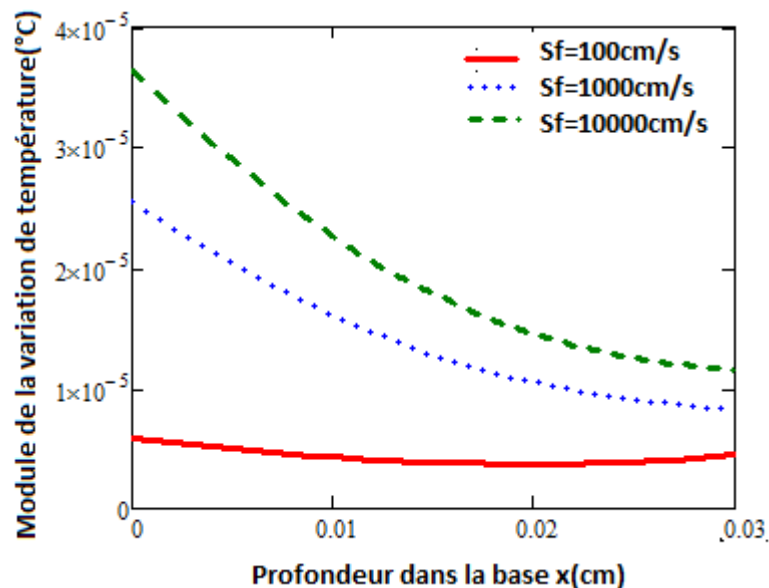


Figure : III-1 Module de la variation de température en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction $\lambda = 1.08 \mu\text{m}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $Sb = 10^2 \text{ cm/s}$, $k' = 1,54 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$

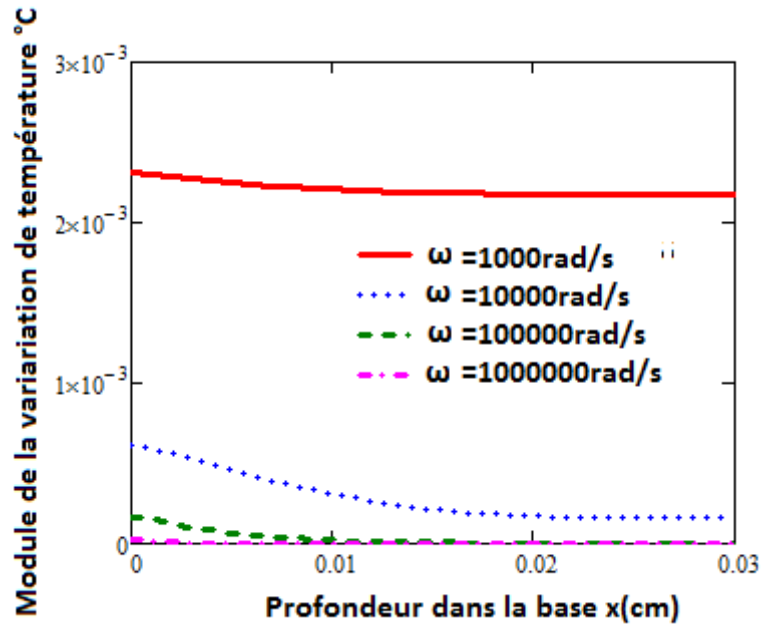


Figure III-2 : Module de la variation de température en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs du logarithme pulsation $\lambda=0.88\mu\text{m}$, $S_b=10^4\text{ cm/s}$, $S_f=10^2\text{ cm/s}$, $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

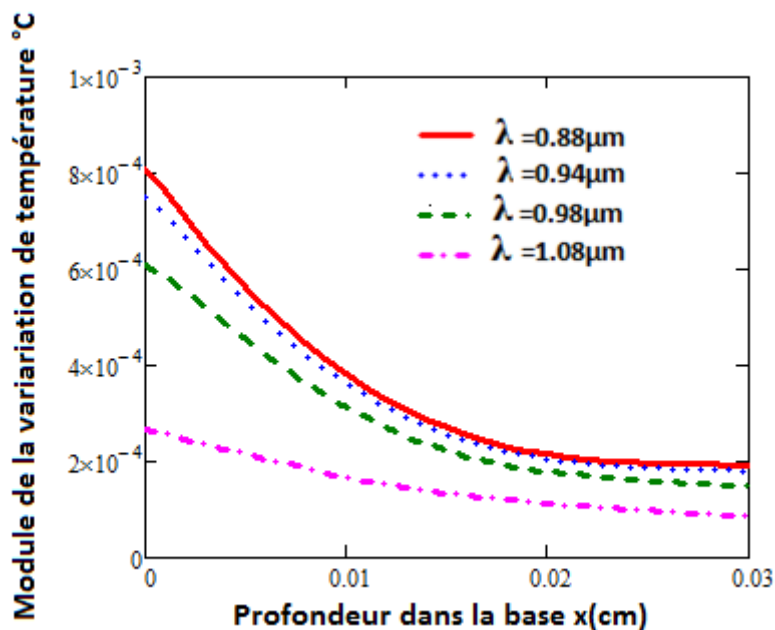


Figure III-3 : module de la variation de température en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde $\omega = 10^4\text{ rad/s}$, $S_b=10^4\text{ cm/s}$, $S_f=10^2\text{ cm/s}$, $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

Nous remarquons que la variation de température est plus importante à la jonction. En effet lorsqu'on éclaire la photopile par un rayonnement monochromatique, il y'a une génération de porteurs dont l'énergie est supérieure à l'énergie du gap du silicium. Cet excès d'énergie est

perdu par thermalisation justifiant ainsi cette élévation de la température par rapport à la température d'équilibre du matériau à la jonction due cette présence massive de porteurs à la jonction. Mais elle diminue quand on avance en profondeur dans la base. Cette diminution trouve son explication dans le fait qu'en profondeur la densité de porteurs diminue fortement (porteurs migrant vers les zones de déplétion) diminuant ainsi les interactions entre porteurs. Mais cette variation est d'autant plus importante que la vitesse de recombinaison à la jonction augmente. Par rapport à la longueur d'onde λ la variation de température diminue fortement quand la longueur d'onde augmente, ce qui confirme les analyses qui avaient été faites si le niveau de l'éclairement devient important.

A la figure III-4 suivante nous représentons la variation de la température en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du logarithme de la pulsation

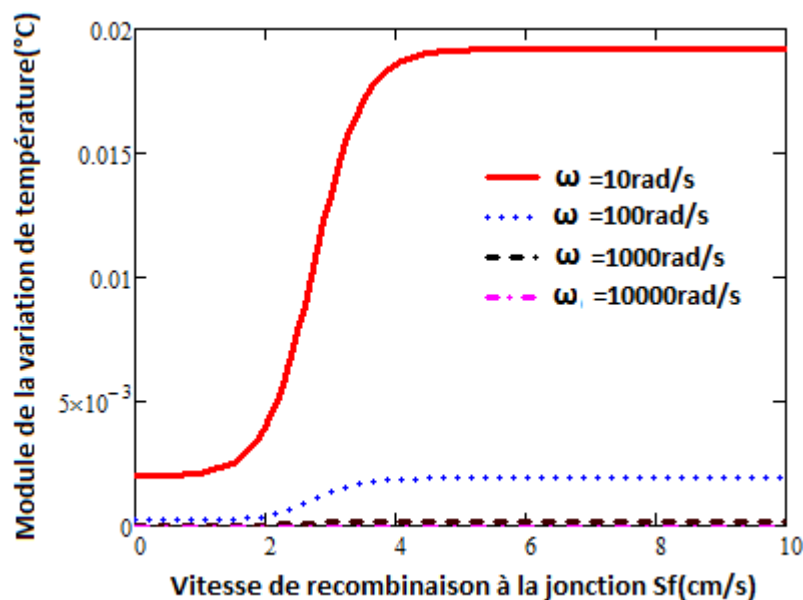


Figure III-4 : module de la densité de flux de chaleur en fonction de vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la pulsation $S_b=10^2 \text{ cm/s}$, $\lambda=0.88 \mu\text{m}$ $k'=1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

A travers cette figure on remarque que la variation de la température augmente avec la vitesse de recombinaison à la jonction, elle a la même caractéristique que le photocourant. En effet aux faibles vitesses de recombinaison à la jonction la variation de la température est faible pour des valeurs de S_f faibles correspondant au circuit-ouvert. Dans cet intervalle le flux de porteurs est faible le courant est quasi nul. Quand S_f augmente la variation de température croît brusquement et devient constante au-delà $S_f = 10^4 \text{ rad/s}$ vitesse de recombinaison qui avoisine le court-circuit. A ce point de fonctionnement de la photopile le courant devient constant et l'effet joule du au courant devient aussi une constante. Il est à noter aussi que

quand le niveau de l'éclairement important le module de la variation de la température correspondant au courant de court-circuit diminue fortement. Cela est dû à la diminution du module du photocourant quand la fréquence de l'éclairement augmente.

II-2-6 VARIATION DE LA TEMPERATURE POUR UN ECLAIREMENT PAR LA FACE ARRIERE

Aux figures III-5, III-6, III-7 suivantes nous donnons une représentation de la variation de la température en fonction de la profondeur dans la base pour un éclairement par la face arrière

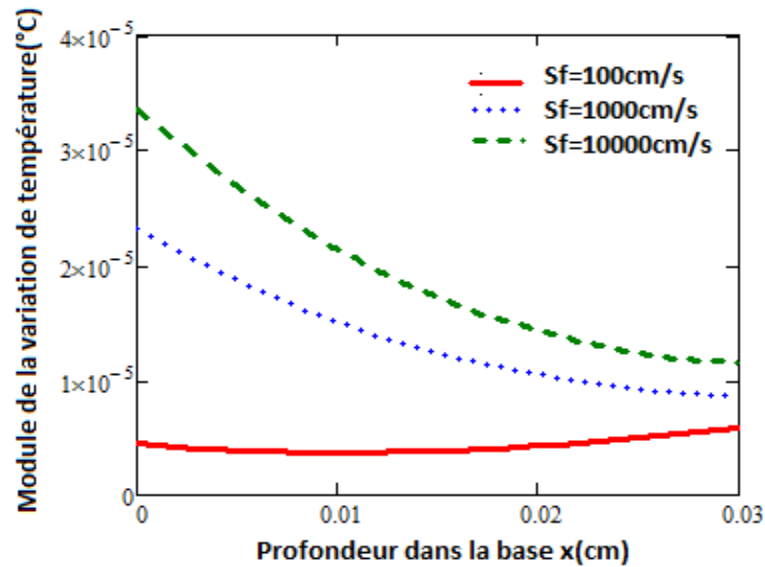


Figure III-5 : Module de la variation de température en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction $\lambda = 1.08 \mu\text{m}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $k' = 1.54 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$

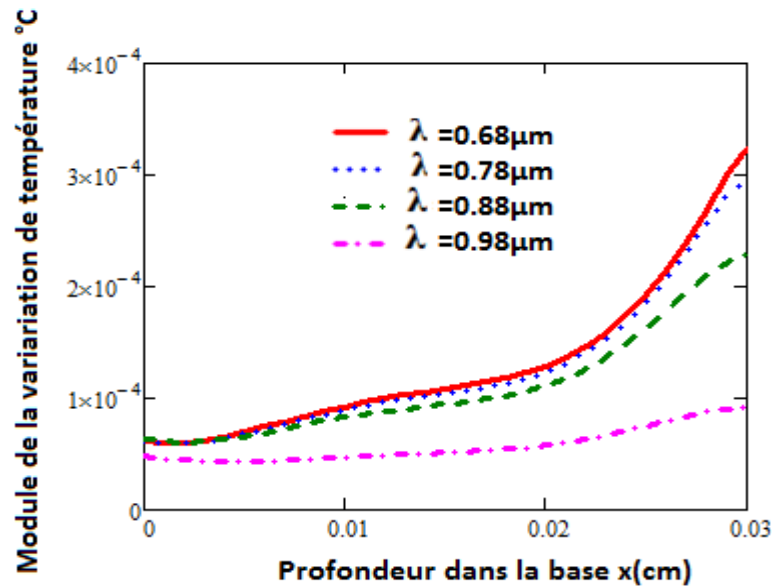


Figure III-6 : Module de la variation de température en fonction de la profondeur x base pour différentes longueurs d'onde, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$, $k' = 1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

La variation de la température est plus importante au niveau de la face qui reçoit l'éclairement et diminue en profondeur. L'onde lumineuse subit une atténuation en profondeur, la densité de porteurs diminue, les chocs sont moins importants : la variation de la température diminue. Les amplitudes diminuent considérablement quand la longueur d'onde augmente.

Nous présentons à la figure III-6 suivante le module de la variation de la température en fonction de la profondeur pour différentes valeurs de la pulsation.

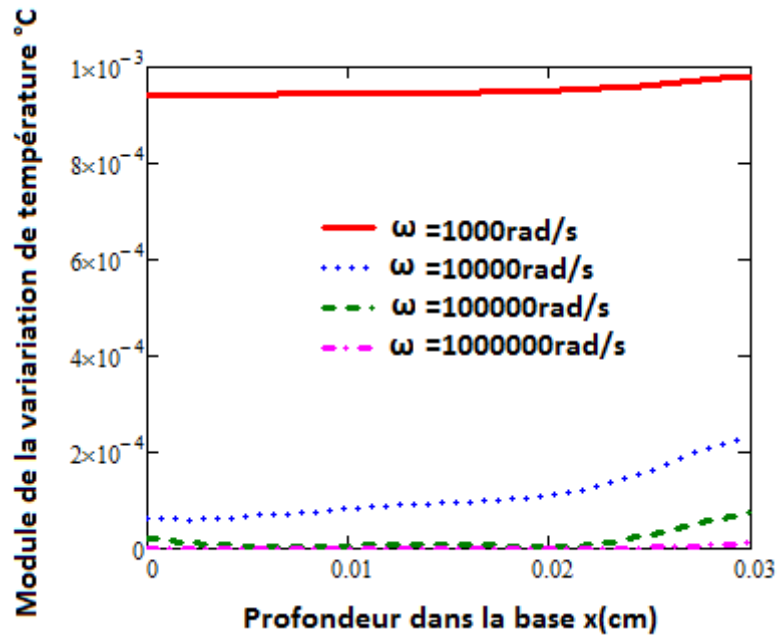


Figure III-7 : Module de la variation de température en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison $S_f : S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$, $k' = 1.54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

Les mêmes considérations que précédemment peuvent être effectuées quand on fait varier le logarithme de la pulsation. En effet la variation de la température est plus importante au niveau de la face arrière et diminue à l'intérieur. Nous notons aussi une forte diminution de l'amplitude quand le logarithme de la pulsation augmente confirmant les affirmations antérieures.

Nous illustrons le profil de la variation de la température en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la pulsation à la figure III-8 suivante.

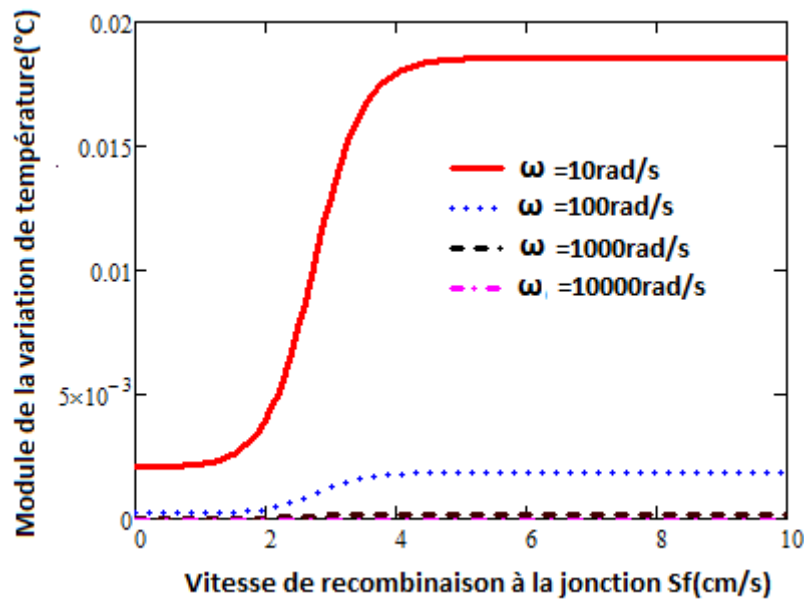


Figure III-8 : Module de la variation de température en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de la pulsation ω , $S_b=10^2 \text{ cm/s}$, $\lambda=1.08 \mu\text{m}$ $k'=1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

Pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction la variation de la température est très faible car nous sommes en circuit ouvert. Mais la variation de température augmente avec les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction pour devenir constante quand on atteint le court-circuit. En effet la température est maximale à la jonction en situation de court-circuit puisque des porteurs photogénérés convergent vers la jonction, ce qui laisse apparaître une importante quantité de chaleur due aux chocs importants, augmentant ainsi la variation de la température. Par ailleurs quand le logarithme de la pulsation augmente l'amplitude la variation de température diminue. Ces observations sont en parfait accord avec celles déjà observées précédemment.

II-2-7 VARIATION DE LA TEMPERATURE POUR UN ECLAIREMENT SIMULTANE

Les profils de la variation de la température en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation et de la longueur d'onde sont illustrés aux figures III-9, III-10 suivantes.

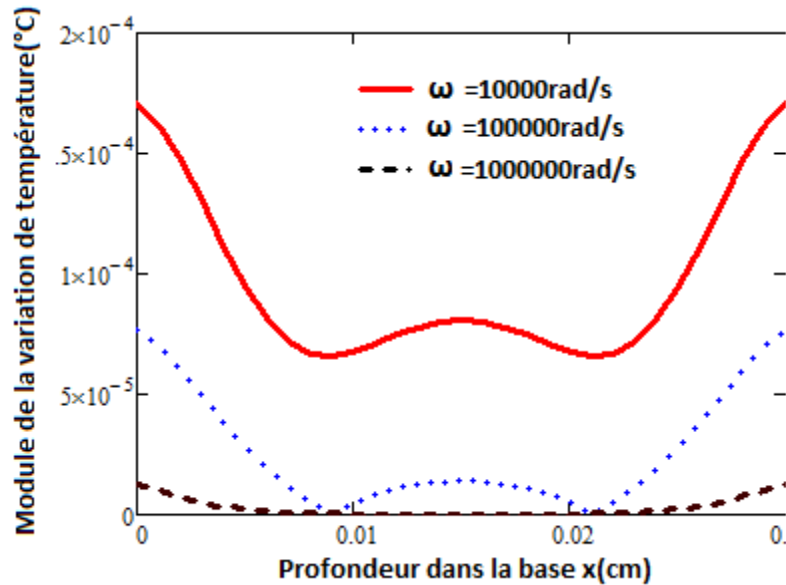


Figure III-9: Module de la variation de température en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation ω , $S_b=10^2 \text{ cm/s}$, $S_f=10^2 \text{ cm/s}$, $\lambda=0.88 \mu\text{m}$, $k'=1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

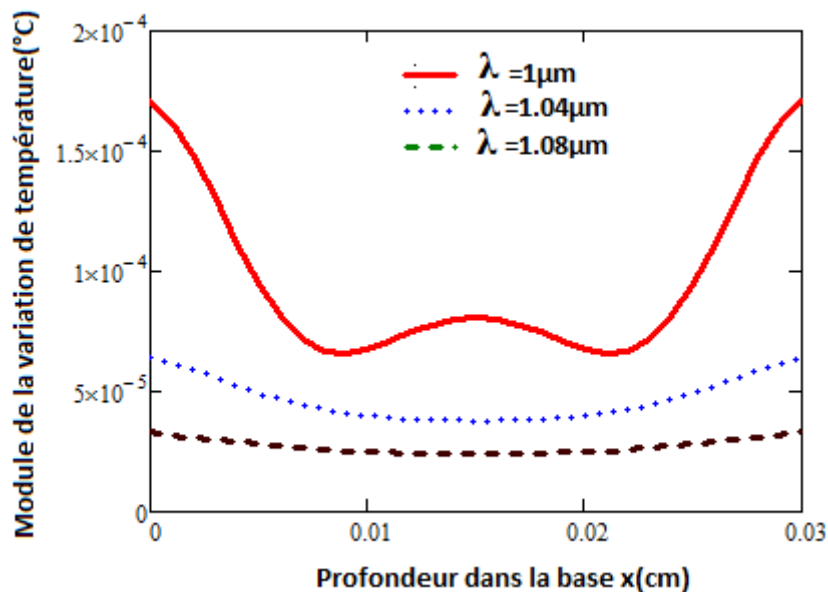


Figure III-10 : Module de la variation de température en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ , $S_b=10^2 \text{ cm/s}$, $S_f=10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $k'=1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

La variation de la température est maximale aux extrémités de la photopile en l'occurrence sur les faces qui reçoivent l'éclairement. Dans ces deux régions la génération des porteurs est plus importante ce qui laisse apparaître une importante quantité de chaleur produisant ainsi une variation importante de la température. Mais on note une décroissance quand on avance en profondeur cela est dû à une atténuation de l'onde lumineuse en profondeur. Cependant

nous remarquons une légère augmentation au centre de la base qui est due à une superposition des deux ondes progressant tout en s'atténuant au centre de la base. Il y'a aussi une diminution de l'amplitude quand les valeurs de la pulsation et de la longueur d'onde augmentent.

Le profil de la variation de température en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde est donné à la figure III-11 suivante.

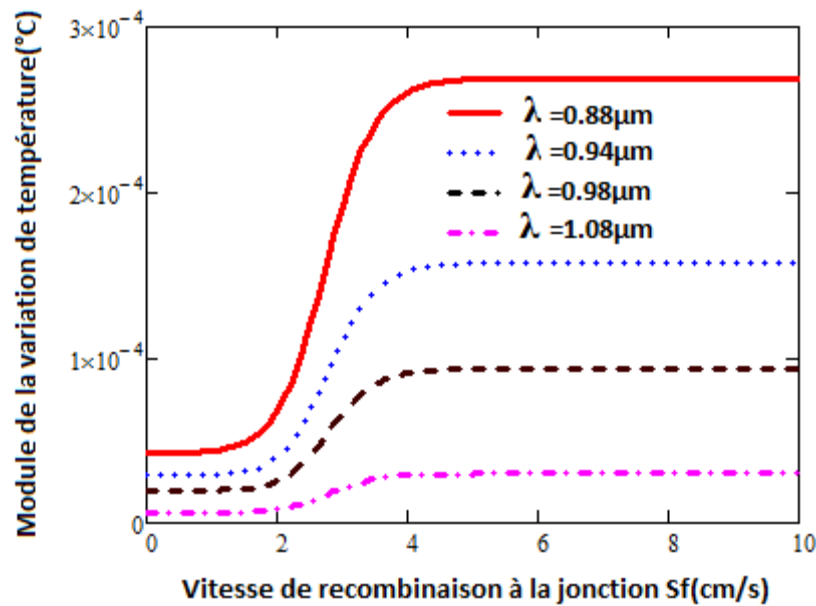


Figure III-11 : Module de la variation de température en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ : $S_b=10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $a=1 \text{ cm}^2/\text{s}$, $k'=1,54 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$

Les courbes de la variation de la température sont des paliers aux faibles vitesses de recombinaison à la jonction. Le courant débité par la photopile est encore faible, il y'a moins de porteurs de part et d'autres de la région proche de la jonction. On note une brusque augmentation de la température due à une augmentation brusque du photocourant. Un deuxième palier est atteint par le module de la variation de température vers les grandes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction quand le court-circuit est atteint. Par ailleurs comme le photocourant la variation de la température diminue en amplitude quand la longueur d'onde augmente.

III DENSITE DE FLUX DE CHALEUR

La densité de flux de chaleur étant liée à la variation de température, son expression est donnée par la relation suivante [46]

$$\Phi(x, \omega) = -k \cdot \frac{\partial \Delta T(x, \omega)}{\partial x} \quad (\text{III-11})$$

k' est la conductivité thermique

III-1 DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTION

Eclairement avant

Nous présentons aux figures III-12, III-13, III-14 suivantes le profil de densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de longueur d'onde, de la profondeur dans la base et pour différentes valeurs de la pulsation.

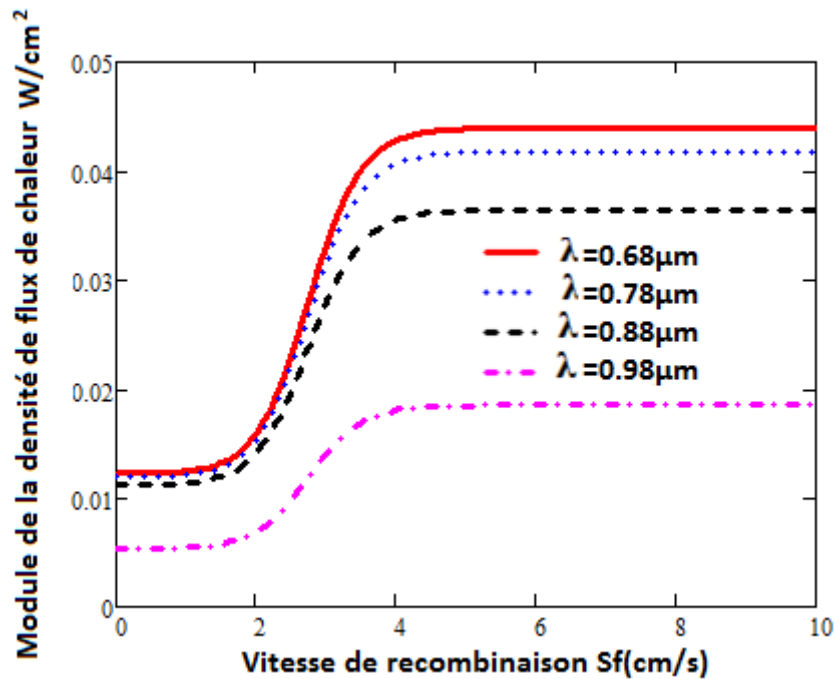


Figure III-12 : module de la densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ : $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$
 $\omega = 10^3 \text{ rad/s}$, $x = 0.02 \text{ cm}$, $k' = 1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

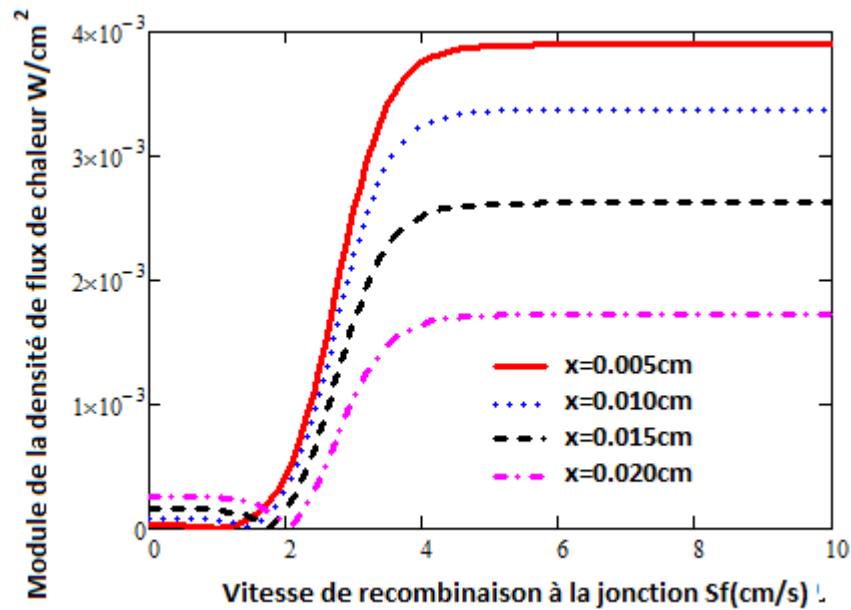


Figure III-13 : module de la densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la profondeur x (cm) $S_b=10^2$ cm/s $\omega=10^3$ rad/s, $\lambda=1.08\mu\text{m}$ $k'=1,54$ W/cm. °C

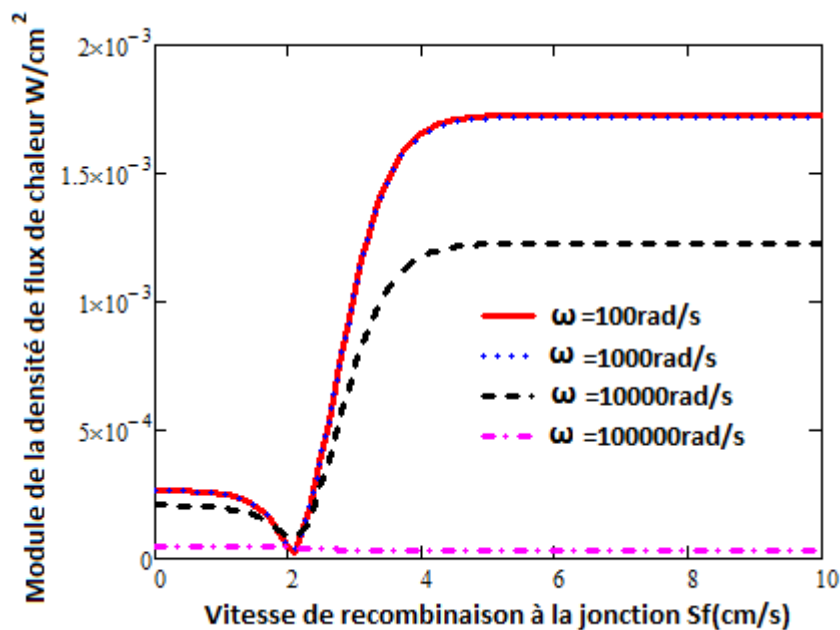


Figure III-14 : module de la densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de la pulsation ω $S_b=10^2$ cm/s, $\lambda=1.08\mu\text{m}$ $a=1\text{cm}^2/\text{s}$, $k'=1,54$ W/cm. °C

Nous remarquons que la densité de flux de chaleur est faible pour les faibles vitesses de recombinaison à la jonction $S_f < 100$ cm/s, et augmente fortement pour devenir constante à partir d'une certaine valeur. Mais aussi cette densité diminue en profondeur dans la base. La

migration des porteurs devant participer à la génération du courant entraîne une forte diffusion de ces derniers au niveau de la jonction ce qui fait croître la densité de flux de chaleur. Mais quand le court-circuit est atteint la densité de photocourant devient constante ainsi que la densité de flux de chaleur.

En profondeur la densité de porteurs diminue, il y a moins de chocs entre porteurs de charge, à cause des fortes recombinaisons en volume, en conséquence la densité de chaleur diminue.

Nous notons aussi une diminution de la densité de flux de chaleur quand la pulsation dépasse une certaine valeur en l'occurrence $\omega > 10^3$ rad/s et au-delà $\omega = 10^5$ rad/s (régime fréquentiel) la densité de flux est presque nulle quel que soit la valeur de la vitesse de recombinaison à la jonction.

Cette diminution du au temps de relaxation de la photopile quand le niveau de l'éclairement augmente avait été notée en électronique.

Eclairement arrière

Pour un éclairement par la face arrière les profils illustrant la densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction sont donnés aux figures III-15, III, 16, III-17 ci-dessous.

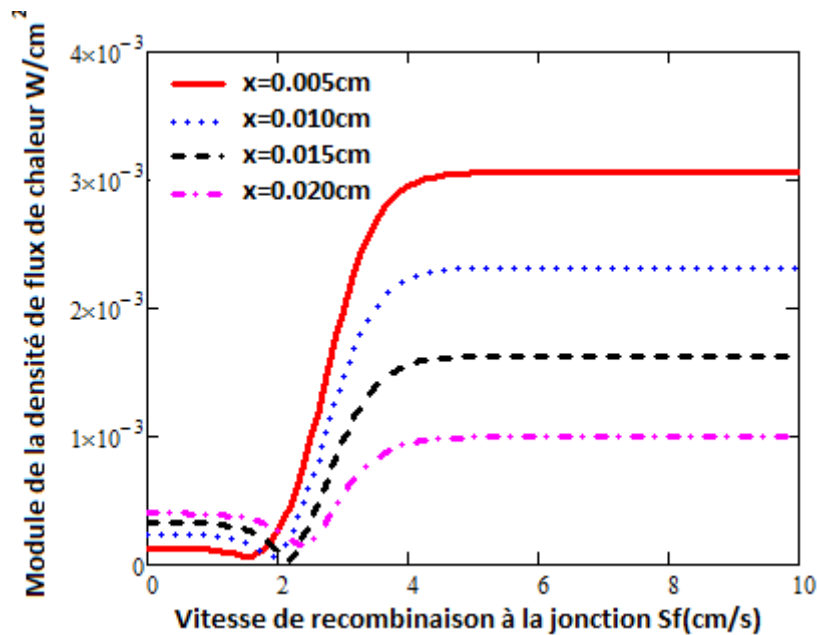


Figure III-15 : Module de la densité de flux de chaleur en fonction de recombinaison à la jonction S_f , pour différentes valeurs de la profondeur x (cm) $S_b=10^2$ cm/s, $\lambda=1.08\mu m$, $\omega=10^4$ rad/s $k'=1,54$ W/cm. °C

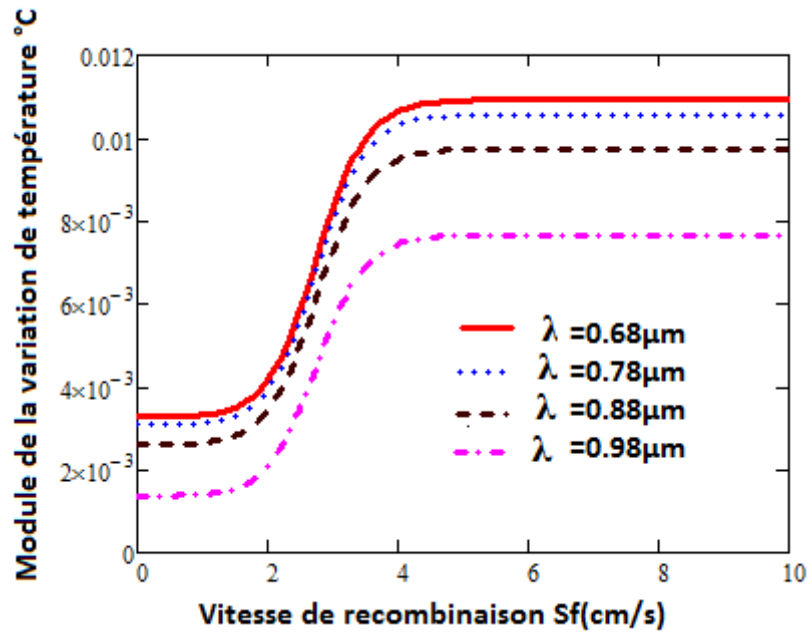


Figure III-16 : Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ $S_b=10^2\text{cm/s}$ $\omega=10^2\text{rad/s}$, $x=0.02\text{cm}$ $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

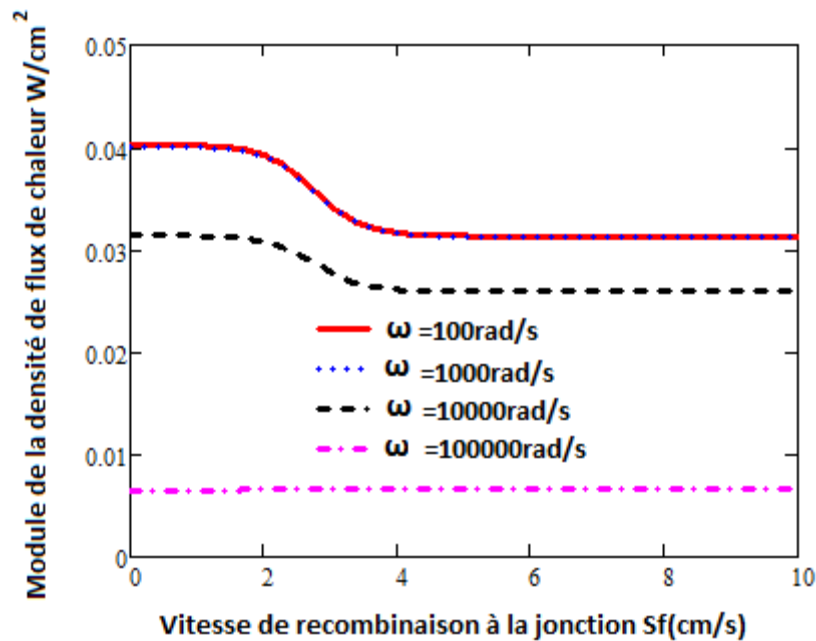


Figure III-17 : Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de la pulsation ω $S_b=S_f=10^2\text{cm/s}$, $\lambda=0.88\mu\text{m}$ $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

Les courbes de la densité de flux de chaleur quand l'éclairement se fait à la face arrière présentent deux paliers. Un premier palier aux faibles vitesses de recombinaison à la jonction

La densité de flux de chaleur est faible mais constante. Elle augmente très fortement dans la zone où le photocourant subit une forte augmentation. Dans la troisième partie correspondant au deuxième palier la densité de flux de chaleur devient constante. Cette zone coïncide avec celle du court-circuit de la photopile dans cette partie le photocourant qui est également source de chaleur à cause de la multiplication des porteurs devant engendrer le courant. En outre comme précédemment quand l'éclairement se fait à la face arrière, quand la longueur d'onde et la pulsation augmentent l'amplitude de la densité de flux de chaleur diminue. Nous notons aussi la même diminution quand la profondeur augmente.

Eclairement simultané

En éclairage simultané les profils sont donnés aux figures suivantes. III-18, III-19, III-20

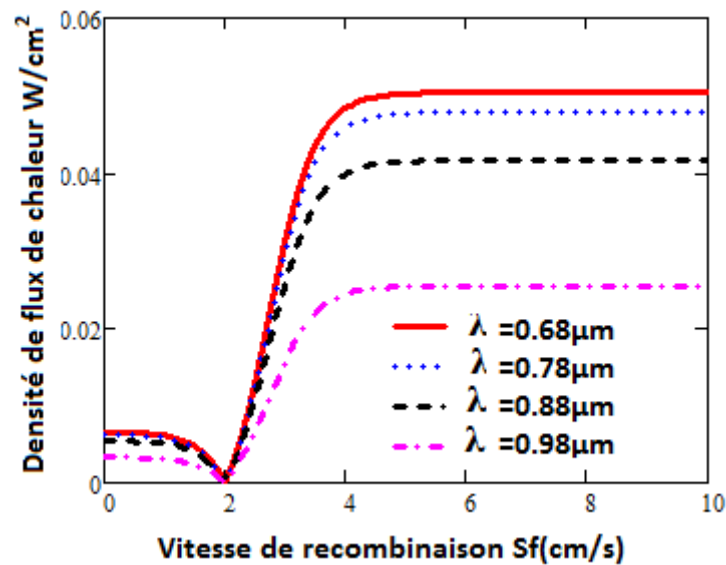


Figure III-18 : Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la longueur d'onde, $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^3 \text{ rad/s}$, $x = 0,015 \text{ cm}$, $k' = 1,54 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$

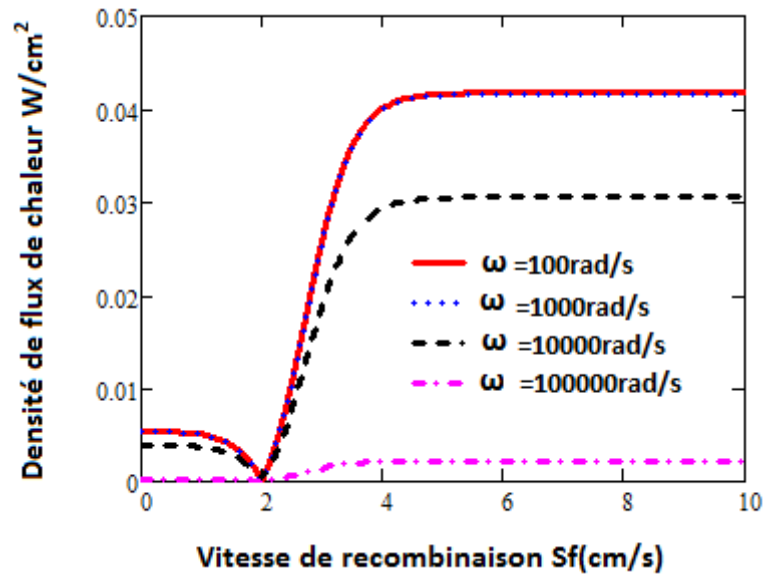


Figure III-19 : Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs du logarithme de la pulsation, ω $Sb=10^2 \text{ cm/s rad/s}$, $x=0.015 \text{ cm}$, $\lambda=0.88 \mu\text{m}$ $k'=1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

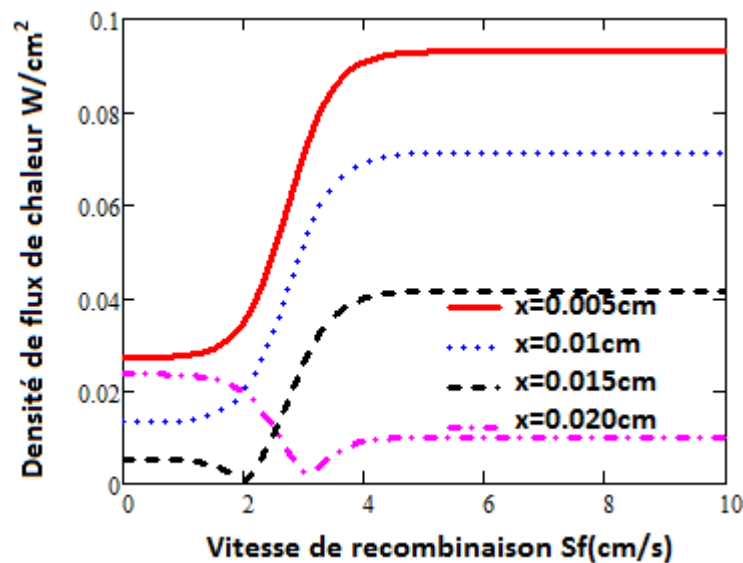


Figure III-20 : Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction pour différentes valeurs de la profondeur x (cm), $\omega Sb=10^2 \text{ cm/s rad/s}$, $\lambda=0.88 \mu\text{m}$ $\omega=10^3 \text{ rad/s}$ $k'=1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

L'éclairement simultané sur les deux faces provoque une légère diminution de la densité de flux de chaleur aux faibles vitesses de recombinaison à la jonction. La densité présente un minimum à $Sf = 10^2 \text{ cm/s}$, point de départ d'une augmentation forte. La densité atteint un palier quand le court-circuit est atteint. Ces remarques avaient été observées lors des deux précédents modes d'éclairement. Nous notons par ailleurs une diminution des amplitudes quand la longueur d'onde, la pulsation et la profondeur augmentent.

III-2 DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DE LA PROFONDEUR DANS LA BASE

Eclairement avant

Aux figures III-21, III-22, III-23 nous présentons les profils de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ , pour différentes, pour différentes valeurs du logarithme de la pulsation, et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière respectivement.

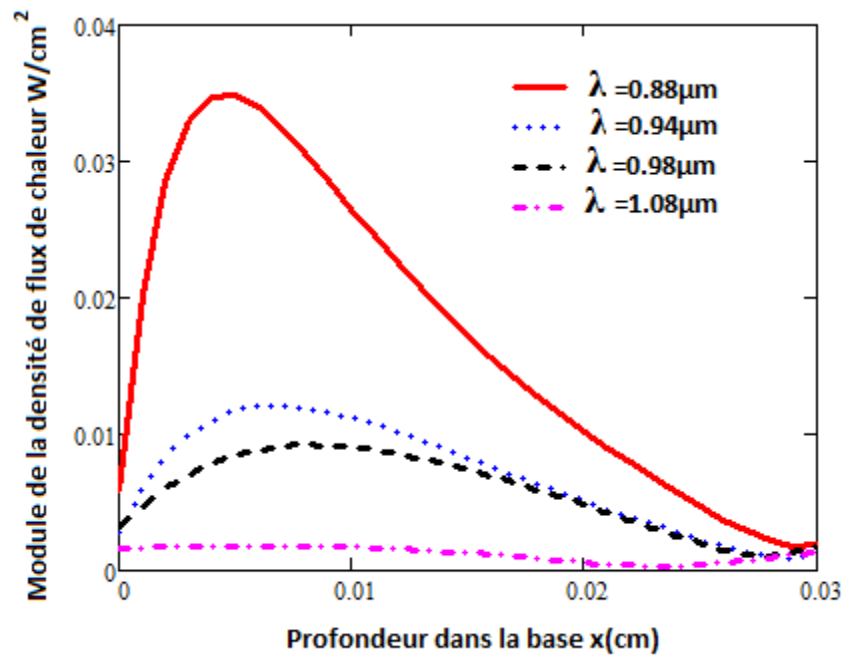


Figure III-21 : Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation ω $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$, $\lambda = 1.08 \mu\text{m}$ $k' = 1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

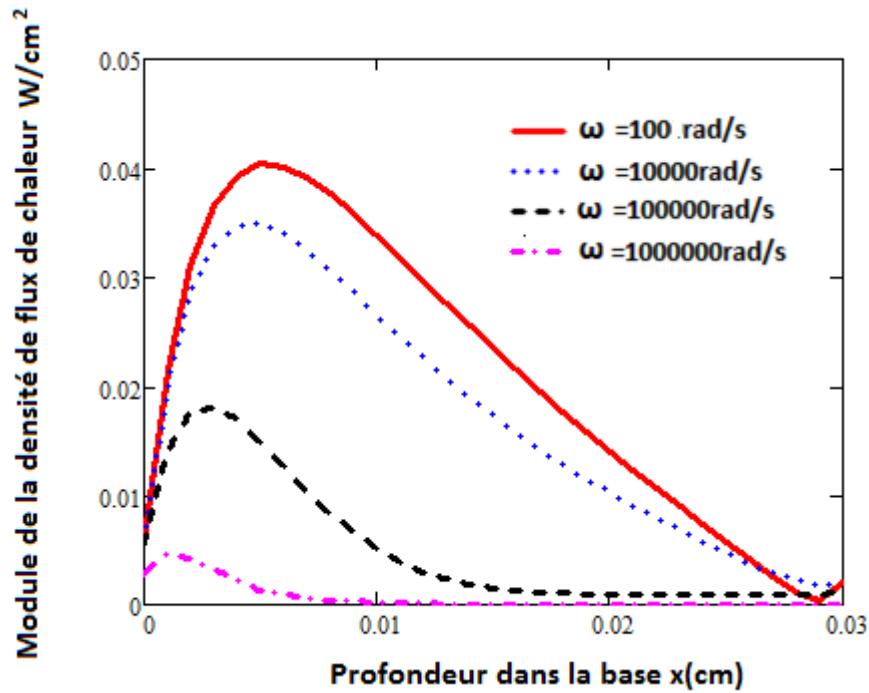


Figure III-22: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la pulsation ω $S_f=10^2 \text{ cm/s}$, $S_b=10^2 \text{ cm/s}$ $\lambda=0.88 \mu\text{m}$ $k'=1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

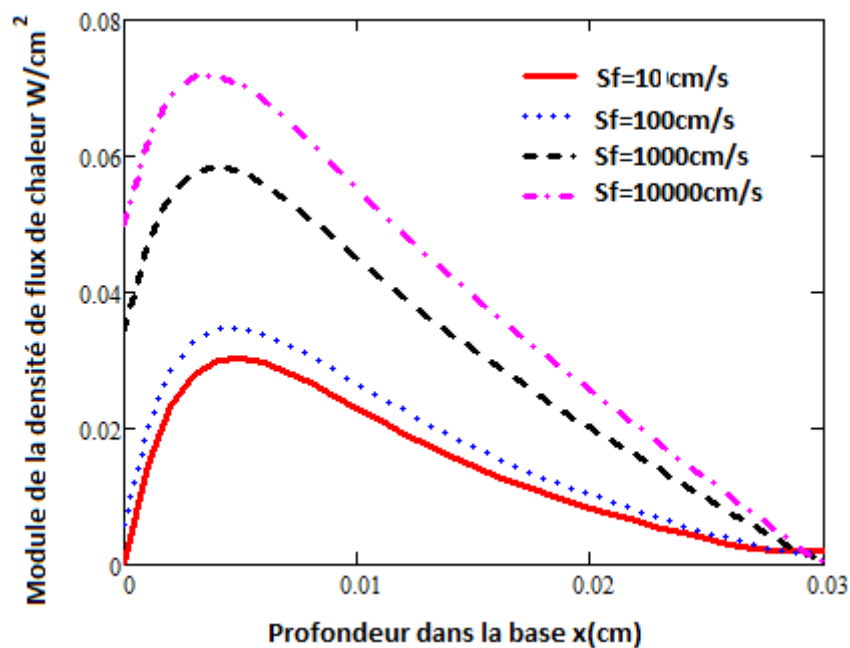


Figure III-23 : Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction $S_b=10^2 \text{ cm/s}$, $\omega=10^4 \text{ rad/s}$ $\lambda=1.08 \mu\text{m}$ $k'=1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

Le module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base comprend trois parties :

Une partie où le gradient est positif. Dans cette partie nous notons une croissance de la densité de flux de chaleur jusqu'à un maximum. Cette croissance est liée à une augmentation de la densité de porteurs de charges devant participer à la génération du courant. Si le nombre de porteurs augmentent, les chocs se multiplient, ce qui augmente le flux de chaleur.

Dans la deuxième partie le gradient est nul. Les porteurs sont stockés ils ne sont pas en mouvement la densité de flux est constante à cause de l'immobilité des porteurs. Dans la troisième partie le gradient est négatif les porteurs se recombinaient, leur nombre décroît. Ainsi les chocs entre porteurs diminuent le flux de chaleur diminue.

Par ailleurs nous notons une forte diminution de l'amplitude du module de flux de chaleur quand les valeurs de la longueur d'onde et du logarithme de la pulsation augmentent. Cependant elle augmente en amplitude quand le flux de porteurs à la jonction augmente.

Eclairement par la face arrière

Quand l'éclairement se fait par la face arrière les profils du module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur pour différentes valeurs de la longueur d'onde, de la pulsation et pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière sont donnés aux figures III-24, III-25, III-26 suivantes respectivement.

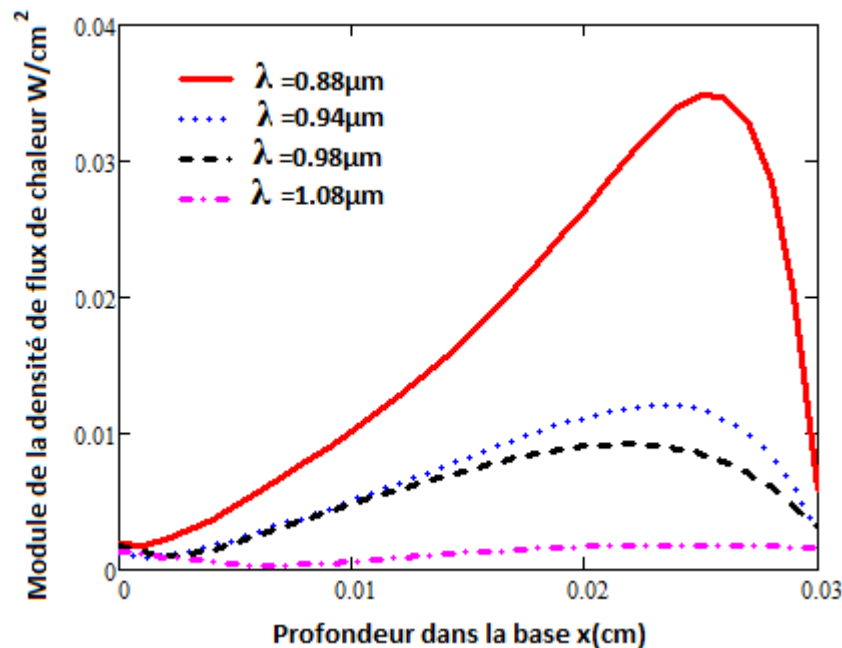


Figure III-24: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base x (cm) pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ x (cm) $S_b=10^2$ cm/s, $S_f=10^2$ cm/s, $\omega=10^4$ rad/s $k'=1,54$ W/cm. °C

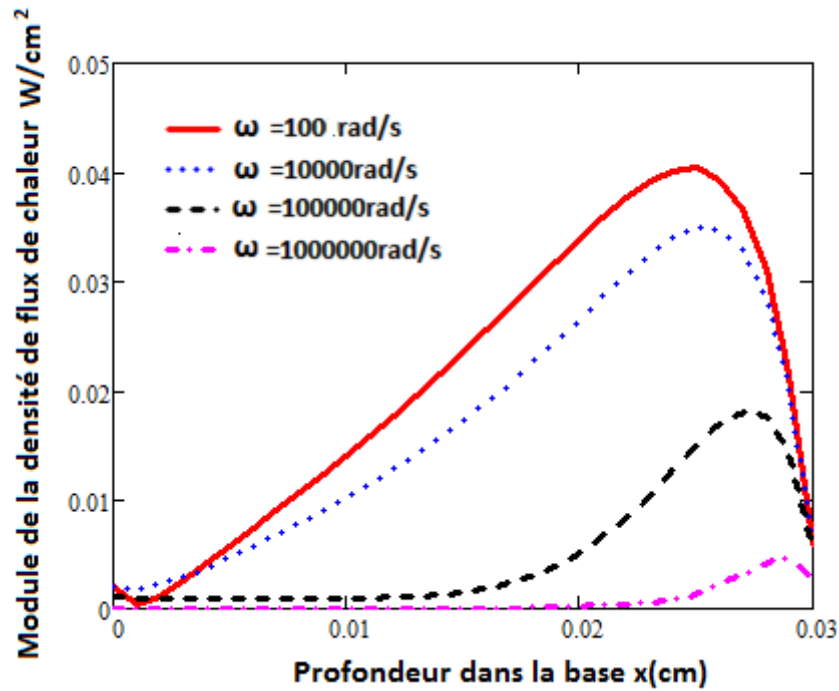


Figure III-25 : Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base x (cm) pour différentes valeurs de la pulsation ω $S_f = S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$ $k' = 1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

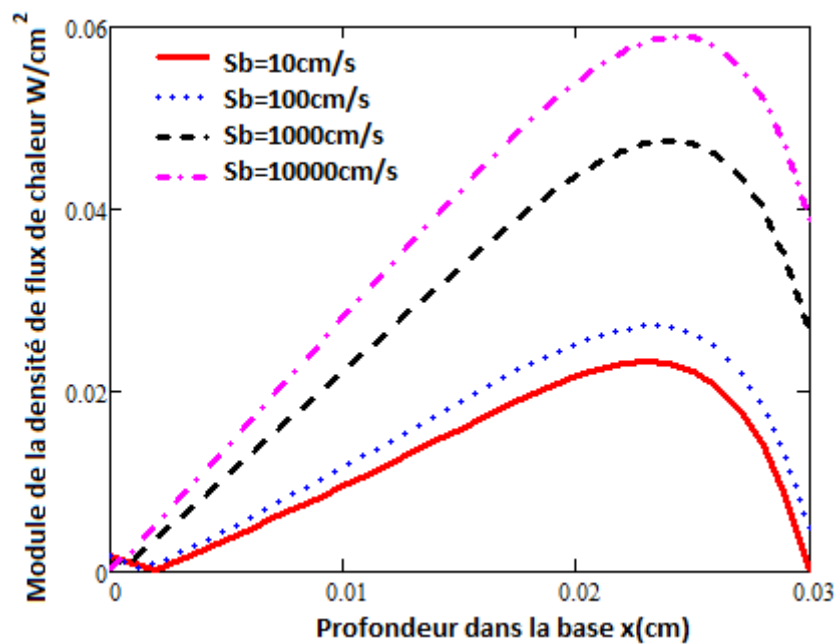


Figure III-26: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base x (cm) pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la face arrière $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$ $k' = 1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

Comme pour un éclairage à la face arrière le profil du module de la densité de flux de chaleur comprend une partie où le gradient est positif dans la zone proche de la face qui reçoit l'éclairage. Cette partie illustre les porteurs devant participer à la génération du courant. Cette densité augmente et fait accroître les chocs entre eux ce qui augmente ainsi la densité de flux de chaleur. Mais comme quand l'éclairage se fait à la face avant la densité de flux de chaleur diminue quand la longueur d'onde et le logarithme de la pulsation augmente.

Le maximum de la densité de flux de chaleur correspond à un stockage des porteurs la densité de porteurs ne varie pas la densité de flux de chaleur ne varie pas.

La troisième par où le gradient est négatif correspond à une zone où les porteurs se recombinaient la densité de porteurs diminue, les chocs diminuent, la densité de flux de chaleur diminue.

En outre le module de la densité diminue quand la longueur d'onde et le logarithme de la pulsation augmentent. Par contre elle augmente quand la vitesse de recombinaison à la face arrière augmente.

Eclairage simultané

Pour un éclairage simultané sur les deux faces la variation de la densité de flux de chaleur en fonction de profondeur dans la base est illustrée à la figure III-27 suivante.

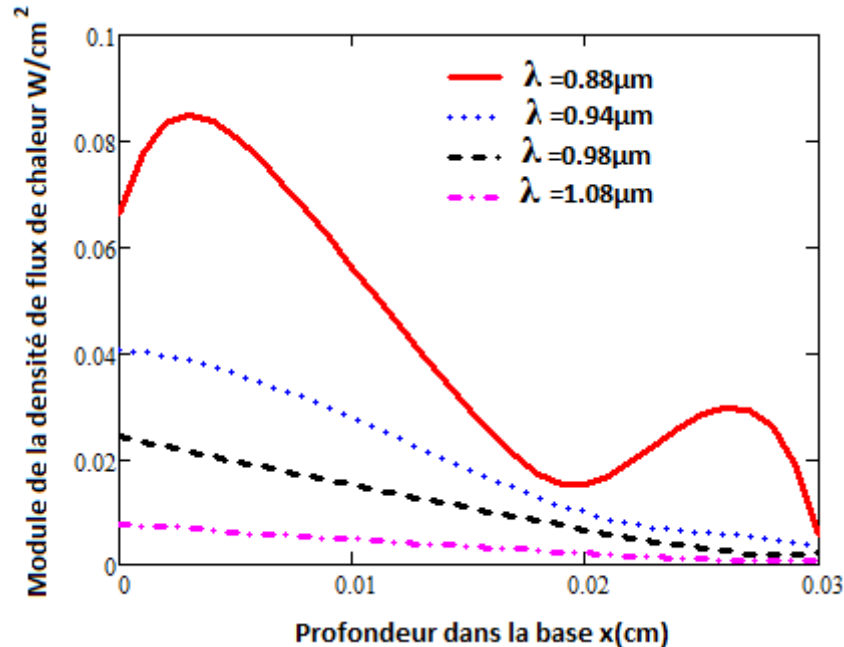


Figure III-27 : Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la longueur d'onde, $S_f = 10^4 \text{ cm/s}$, $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $k' = 1,54 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$

Nous remarquons à travers cette figure que la densité de flux de chaleur augmente sur les deux faces qui reçoivent l'éclairement. Cela est dû à une présence accrue des porteurs sur les faces éclairées mais par contre nous notons une décroissance de cette dernière quand on progresse vers l'intérieur. Cependant le module est plus important au niveau de la face avant, ceci trouve son explication sur le fait que nous avons pris une vitesse de recombinaison supérieure à celle utilisée à la face avant. Par ailleurs le module de la densité diminue quand le niveau de l'éclairement augmente.

La même remarque peut être effectuée quand on fait varier la pulsation. Ceci est illustré à la figure III-28 suivante.

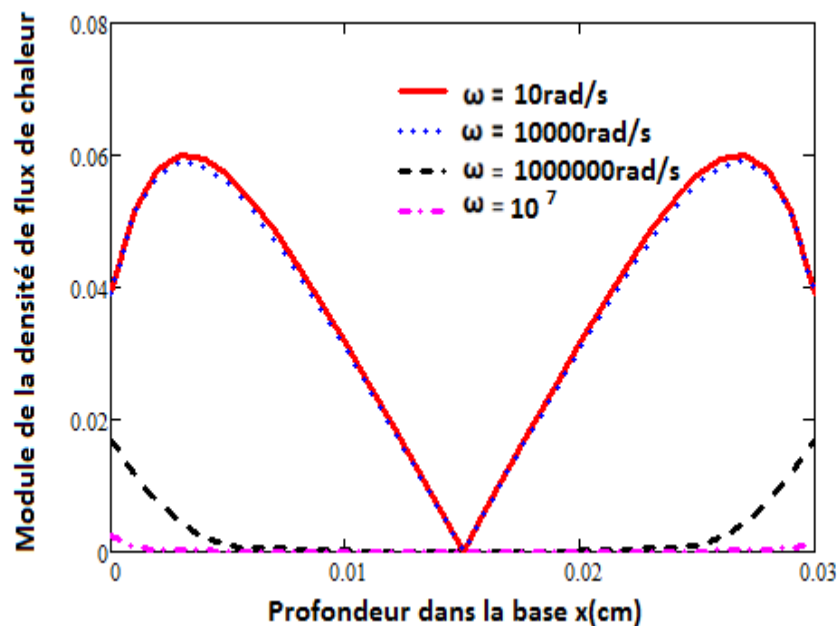


Figure III-28 : Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs du logarithme de la pulsation $S_f = S_b = 10^3 \text{ cm/s}$ $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$ $k' = 1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

En effet le module de la densité de flux de chaleur ne varie presque pas en amplitude pour des valeurs faibles du logarithme de la pulsation, mais par contre son amplitude diminue fortement vers les grandes valeurs du logarithme de la pulsation où il n'y a presque pas de réponse de la photopile à une excitation.

Le profil de la densité de flux de chaleur pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction est donné à la figure III-29 suivante.

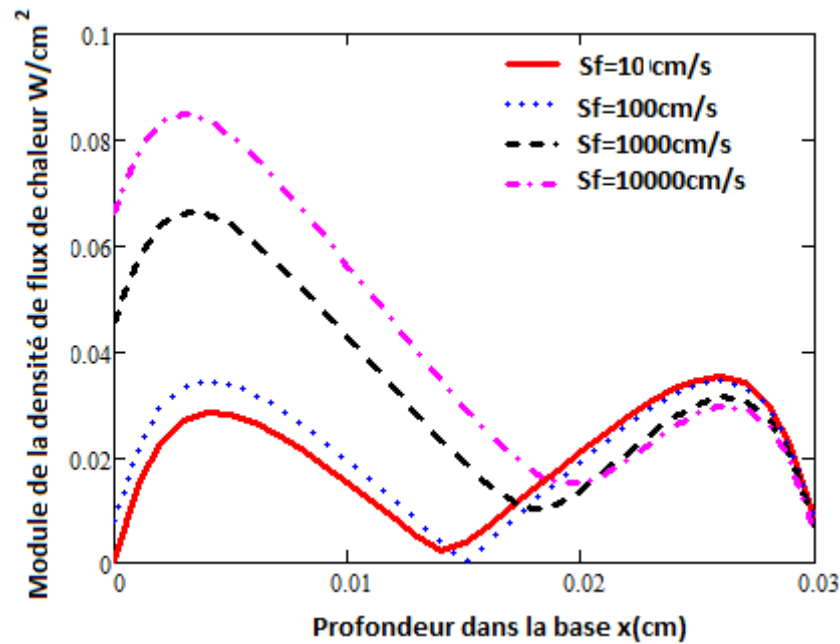


Figure III-29 : Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la profondeur dans la base pour différentes valeurs de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f , $S_b=10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $\lambda = 0.88 \mu\text{m}$, $k'=1.54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

Le profil garde la même allure que précédemment mais cependant l'influence de la vitesse de recombinaison à la jonction est beaucoup plus notée au niveau de la jonction. Dans cette zone le module de la densité de flux de chaleur augmente quand les recombinaisons à la jonction augmentent marquant du coup la présence d'un nombre important de porteurs à la jonction.

III-3 DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DU LOGARITHME DE LA PULSATION

Face avant

La densité de flux de chaleur en fonction du logarithme de la pulsation est donnée par le profil de la figure III-30 suivante.

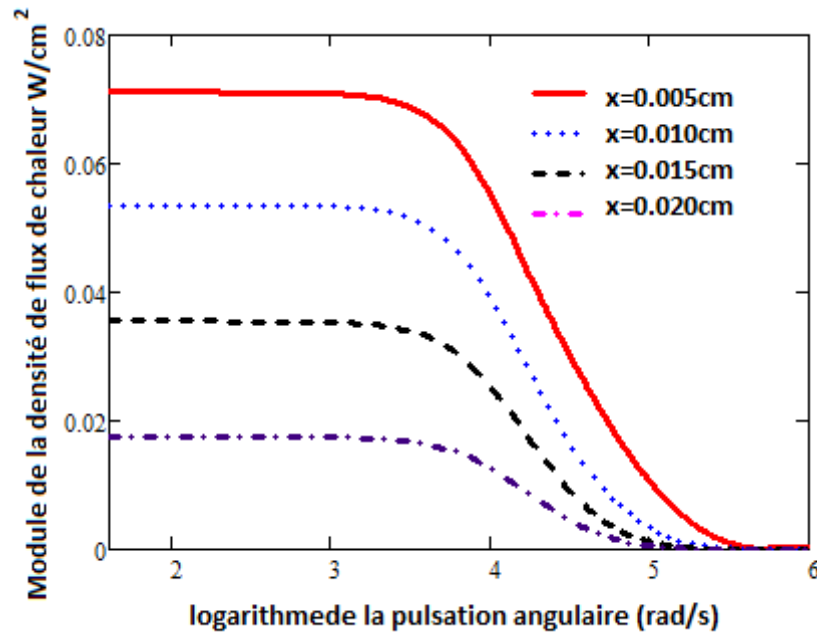


Figure III-30: Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ , $S_b=10^2\text{cm/s}$, $\omega = 10^4\text{ rad/s}$, $x=0.02\text{cm}$, $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

La densité de flux de chaleur est constante pour des valeurs du logarithme de la pulsation dans l'intervalle $[0\text{ rad/s} ; 3\text{ rad/s}]$. Dans cet intervalle la photopile fonctionne en circuit ouvert. Il y a un stockage important de porteurs à la jonction prêts à participer à la génération du photocourant si la photopile est reliée à une charge extérieure. Ce stockage rend les porteurs moins mobiles la densité de flux de chaleur reste également une constante. Dans l'intervalle du logarithme de la pulsation se situant entre $[3\text{ rad/s} ; 6\text{ rad/s}]$ le photocourant diminue progressivement et s'annule quand la pulsation devient plus importante (régime fréquentiel). La densité de flux de chaleur diminue au même instant et s'annule. Nous notons aussi une forte diminution de l'amplitude du module de la densité de flux de chaleur quand on avance en profondeur répondant ainsi à nos attentes car la densité de porteurs diminue quand on avance en profondeur.

Face arrière

La variation du module de la densité de flux de chaleur en fonction du logarithme de la pulsation pour un éclairage par la face arrière est illustrée à la figure III-31 suivante.

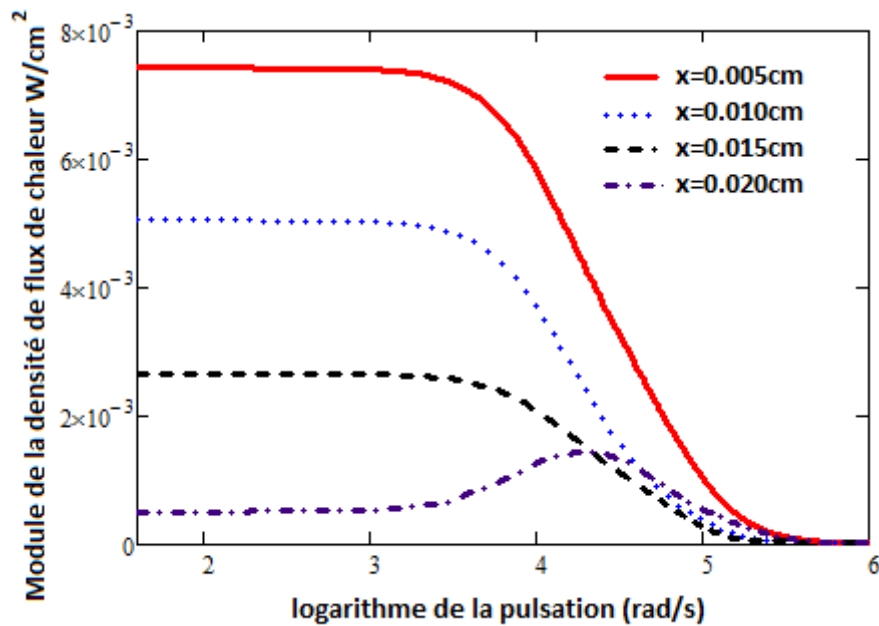


Figure III-31 : Module de la densité de flux de chaleur en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la profondeur x (cm) $S_b=10^2\text{cm/s}$, $S_f=10^2\text{cm/s}$, $\lambda=1.08\mu\text{m}$ $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

Nous avons la même remarque que quand on éclaire la photopile par sa face arrière la densité de flux de chaleur garde la même allure, constante dans l'intervalle $[0\text{ rad/s} ; 3\text{ rad/s}]$ elle décroît et s'annule aux grandes valeurs du logarithme de la pulsation. Par ailleurs nous notons aussi qu'elle diminue en amplitude quand la profondeur augmente.

Eclairement simultané

La figure III-32 suivante illustre la variation de la densité de flux de chaleur en fonction du logarithme de la pulsation pour un éclairage simultané sur les deux faces.

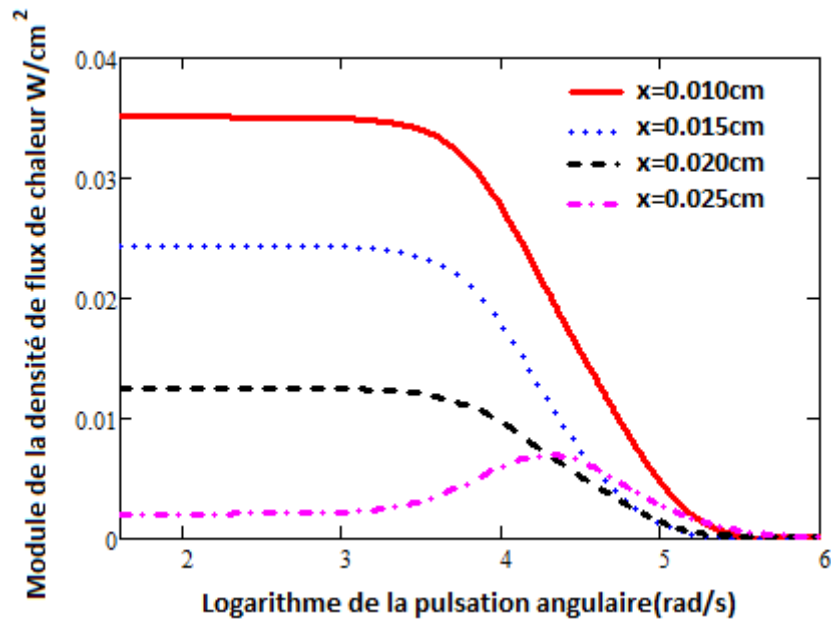


Figure III-32 : Module de la densité du flux de chaleur en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la profondeur dans la base x (cm), $S_b=10^2\text{cm/s}$, $\omega = 10^4\text{rad/s}$, $\lambda=0.88\mu\text{m}$, $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

La densité de flux de chaleur pour un éclairage simultané sur les deux faces présente le même profil, mais cependant l'amplitude est beaucoup plus importante que quand l'éclairage se fait sur les autres faces. Cela est dû à une génération plus importante de porteurs quand l'éclairage se fait sur les deux faces. Nous notons aussi une diminution quand la valeur de la profondeur x augmente. Nous notons aussi une inversion pour une profondeur proche de la face arrière du aux recombinaisons à la face arrière quand on éclaire sur cette face.

III-4 DENSITE DE FLUX DE CHALEUR EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA FACE ARRIERE

Nous présentons aux figures III-33, III-34 suivantes la variation du module de la densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la pulsation

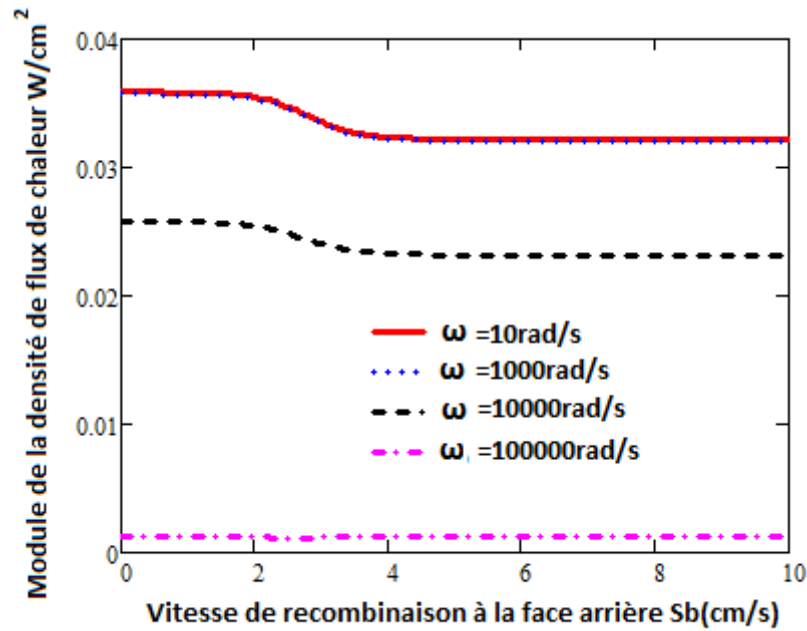


Figure III-33: Module de la densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière Sb pour différentes valeurs de la pulsation , $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$, $\lambda = 1.08 \mu\text{m}$ $k' = 1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

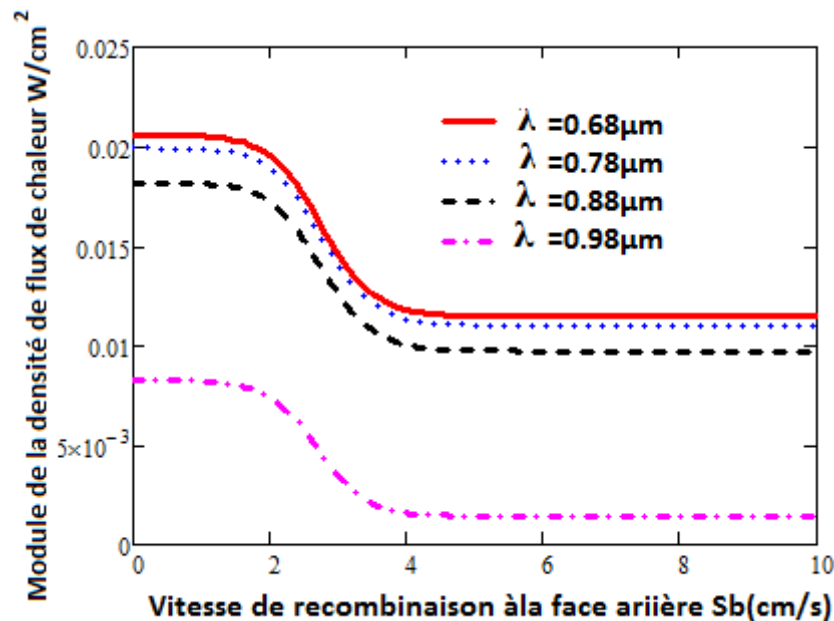


Figure III-34 : Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ , $S_b = 10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$ $x = 0,015 \text{ cm}$ $k' = 1,54 \text{ W/cm. } ^\circ\text{C}$

A travers ces deux figures nous remarquons que la densité de flux de chaleur est constante pour les faibles valeurs de la vitesse de recombinaison. A partir de $S_b = 10^4 \text{ cm/s}$ le module de

la densité diminue brusquement jusqu'à $S_b = 10^4 \text{ cm/s}$. elle redevient constante au-delà de cette valeur. Nous notons également une diminution de l'amplitude quand les valeurs de la longueur d'onde et de la pulsation augmentent.

Éclairement par la face arrière

La densité de flux en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière quand on éclaire la photopile par sa face arrière est donnée par les figures III-35, III-36 suivantes.

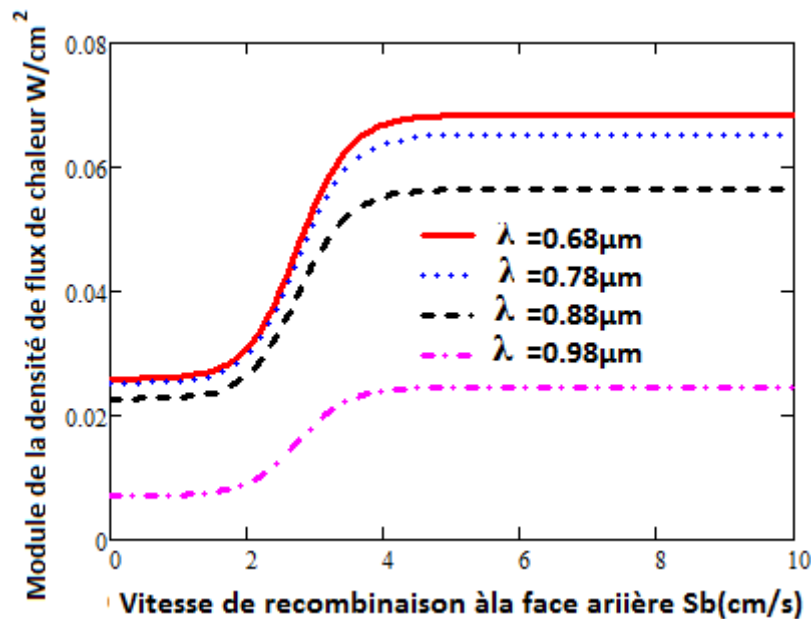


Figure III-35: Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ , $S_f = 10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $x = 0.02 \text{ cm}$, $k' = 1,54 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$

Contrairement que quand l'éclairement se fait à la face avant, la densité de flux de chaleur est constante dans l'intervalle $[0 ; 10^2 \text{ cm/s}]$ mais elle croît progressivement dans l'intervalle $[10^2 ; 10^4 \text{ cm/s}]$ et redevient constante vers les grandes vitesses de recombinaison à la face arrière. Ce phénomène s'explique par la présence importante des porteurs photo générés à la face arrière. Ces porteurs migrent vers la jonction pour participer à la génération du courant. En conséquence l'augmentation de la vitesse de recombinaison à la face arrière fait augmenter la densité de flux de chaleur jusqu'à une certaine limite. Elle sera constante lorsqu'un nombre important de porteurs se seraient perdus au niveau de la face arrière. La densité de flux devient constante. Par ailleurs nous notons une forte diminution de l'amplitude de la densité de flux de chaleur quand la pulsation et la longueur d'onde augmentent.

Éclairement simultané

Nous illustrons sur la même lancée aux figures III-36, III-37 suivante la densité de flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière quand la photopile subit un éclairement simultané sur ses deux faces

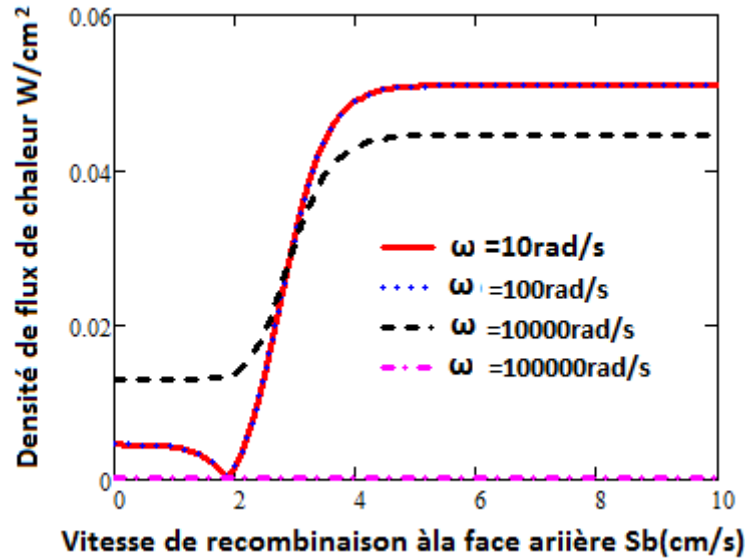


Figure III-36 : Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs du logarithme de la pulsation ω , $S_f=10^2 \text{ cm/s}$, $x=0,02 \text{ cm}$, $\lambda=0,88 \mu\text{m}$

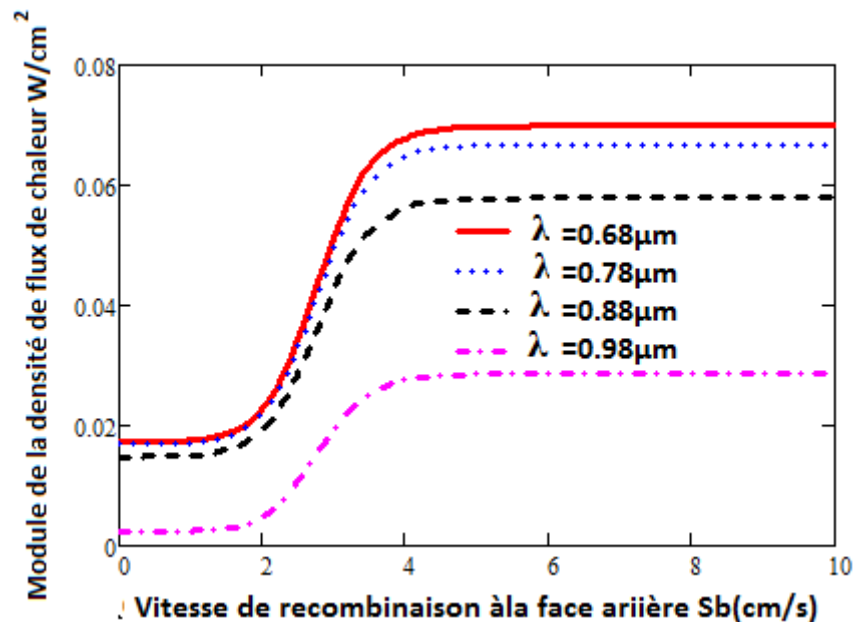


Figure III-37: Module de la densité du flux de chaleur en fonction de la vitesse de recombinaison à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde λ , $S_f=10^2 \text{ cm/s}$, $\omega = 10^4 \text{ rad/s}$, $x=0,02 \text{ cm}$, $k'=1,54 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$

Les courbes de densité de flux de chaleur pour un éclairage simultané présentent la même allure que précédemment.

Elles sont constantes pour des vitesses de recombinaison à la face arrière faibles. Elles augmentent fortement et deviennent constantes quand le court-circuit est atteint c'est-à-dire quand la vitesse de recombinaison devient très élevée.

Pour des valeurs de la pulsation faibles, les amplitudes ne varient pas, mais elles sont moins importantes quand la pulsation et la longueur d'onde augmente.

IV IMPEDANCE THERMIQUE

L'impédance thermique traduit le rapport de la variation de température par le flux de chaleur elle a pour expression. [46]

$$Z_{th} = \frac{\Delta T(x, t)}{\Phi(x, t)} \quad (\text{III-12})$$

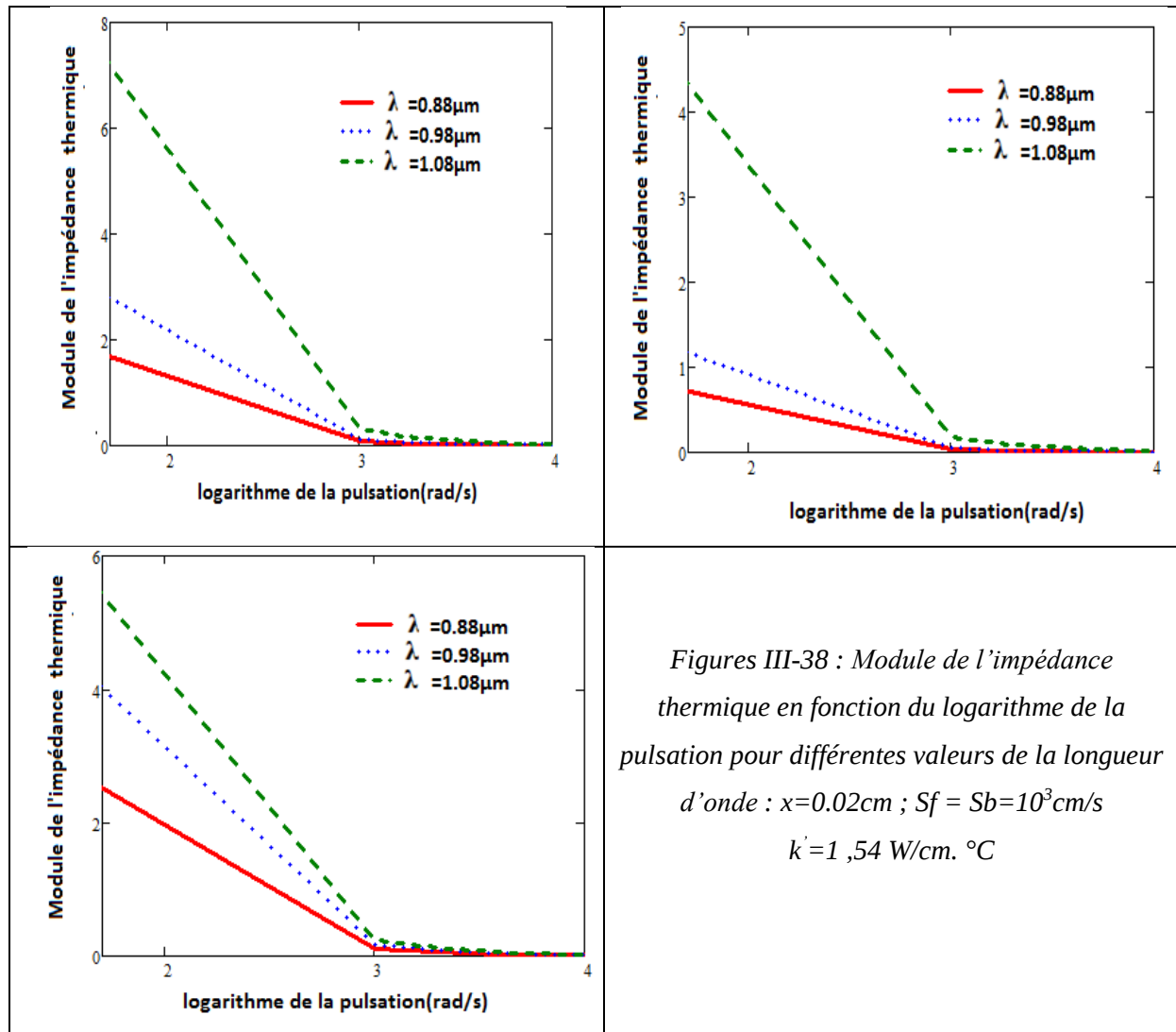
$$\Delta T(x, t) = T(x=0, t) - T(x, t) \quad (\text{III-13})$$

$T(x=0, t)$ est la température initiale de la photopile

IV-1 DIAGRAMME DE BODE DE L'IMPEDANCE THERMIQUE

Eclairement avant

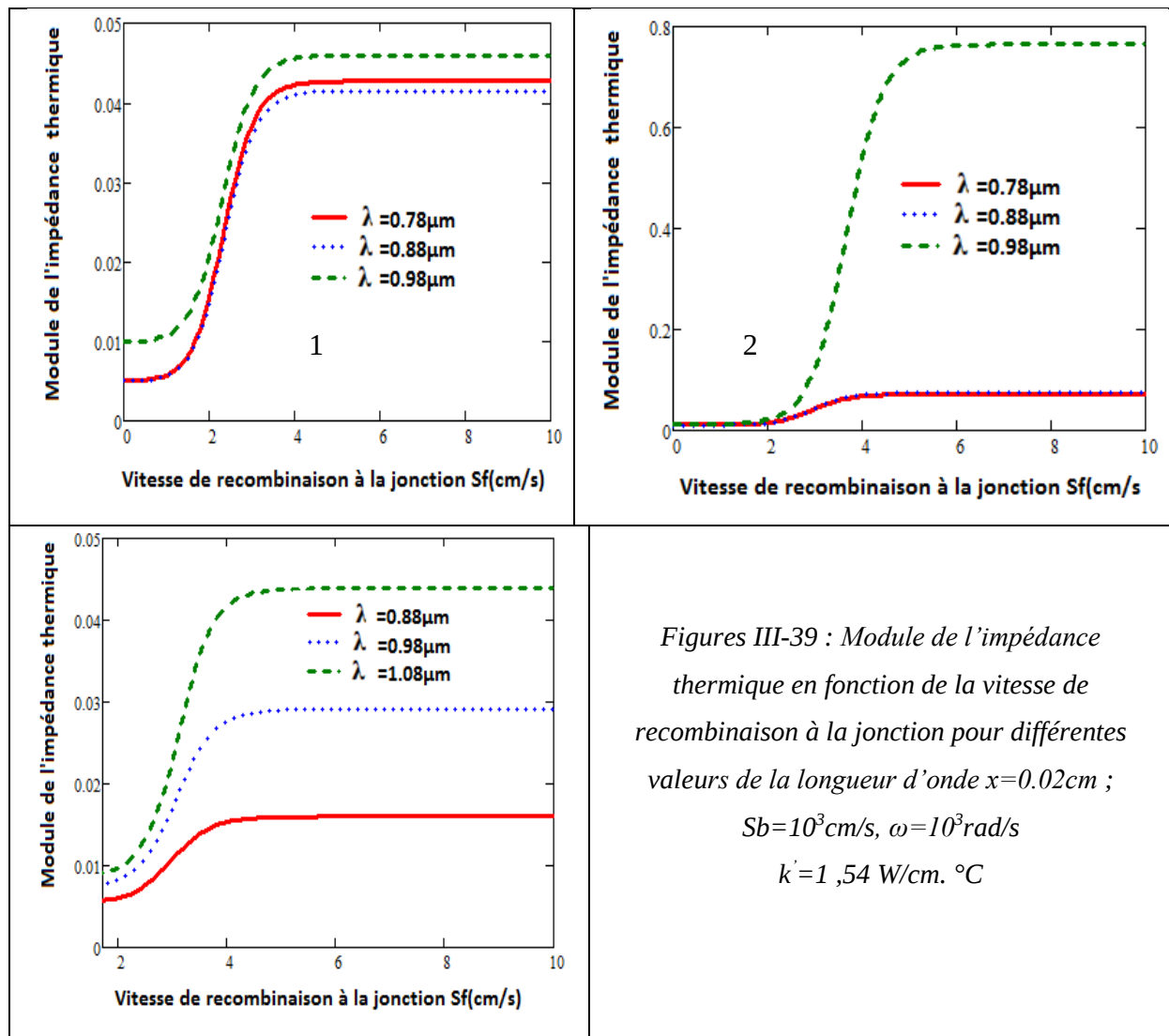
Le digramme de Bode de l'impédance thermique est illustré à la figure III-38 suivante pour différentes valeurs de la longueur d'onde.



Le module de l'impédance thermique décroît linéairement en fonction du logarithme de la pulsation pour des valeurs de ω comprises entre $[40\text{rad/s} ; 10^3\text{rad/s}]$ et s'annule au-delà quel que soit le mode d'éclairement contrairement à l'impédance électronique vue dans la deuxième partie. Mais il est à noter que l'amplitude est beaucoup plus importante quand la longueur d'onde augmente. Pour ce qui est des trois modes d'éclairement, il apparaît clairement que les amplitudes sont plus grandes quand l'éclairement se fait par la face arrière de la photopile.

IV-2 MODULE DE L'IMPEDANCE EN FONCTION DE LA VITESSE DE RECOMBINAISON A LA JONCTION

A la figure III-39 suivante nous présentons le module de l'impédance thermique en fonction de la vitesse de recombinaison à la jonction S_f pour différentes valeurs de la longueur d'onde.



Le module de l'impédance thermique varie faiblement pour les faibles vitesses de recombinaison à la jonction c'est-à-dire $S_f < 10\text{cm/s}$ quand l'éclairement se fait par la face avant (courbe 1). Elle augmente très fortement entre $[10\text{cm/s} ; 10^4\text{cm/s}]$ et se stabilise au-delà. L'amplitude du module augmente quand la longueur d'onde augmente.

En éclairage par la face arrière le module de l'impédance thermique est nul pour $S_f \in [0 ; 10^2\text{cm/s}]$ quel que soit la valeur de la longueur d'onde. Le module augmente légèrement jusqu'à $S_f=10^4\text{cm/s}$. Elle est constante à S_f supérieure à 10^4cm/s . L'amplitude du module est plus importante quand la longueur d'onde augmente.

IV-3 DIAGRAMME DE NYQUIST DE L'IMPEDANCE THERMIQUE

Nous présentons aux figures III-40, III-41, III-42 suivantes les digrammes de Nyquist de l'impédance thermique donnant le profil de la partie imaginaire de l'impédance en fonction de sa partie réelle pour l'ensemble des trois modes d'éclairement.

Face avant

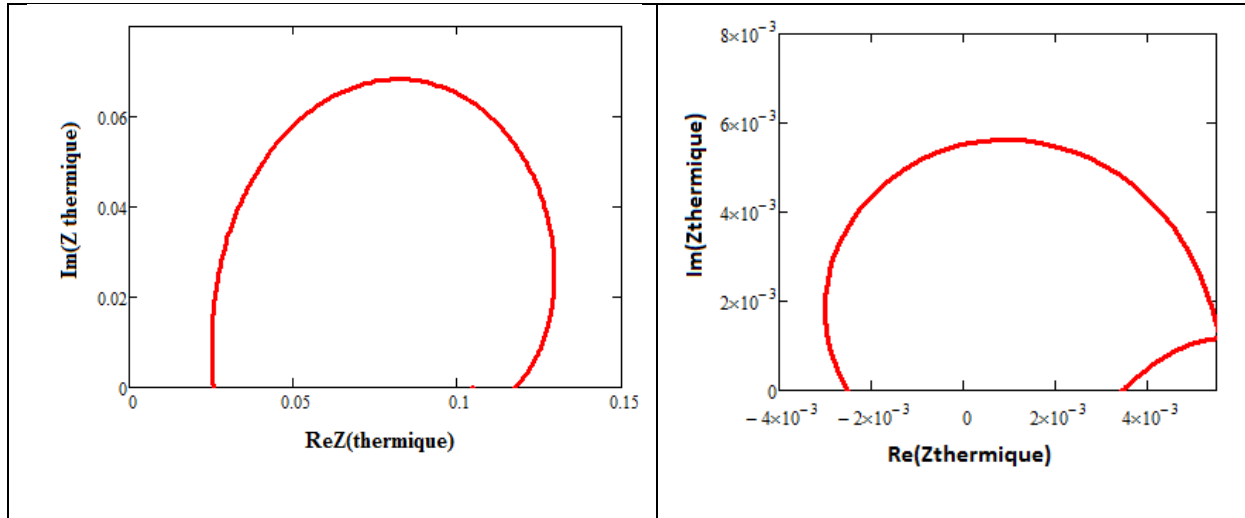


Figure III-40 : Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique $\lambda=0.88\mu\text{m}$, $S_f=10\text{cm/s}$, $S_b=10^2\text{cm/s}$, $x=0.02\text{cm}$ $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

Face arrière

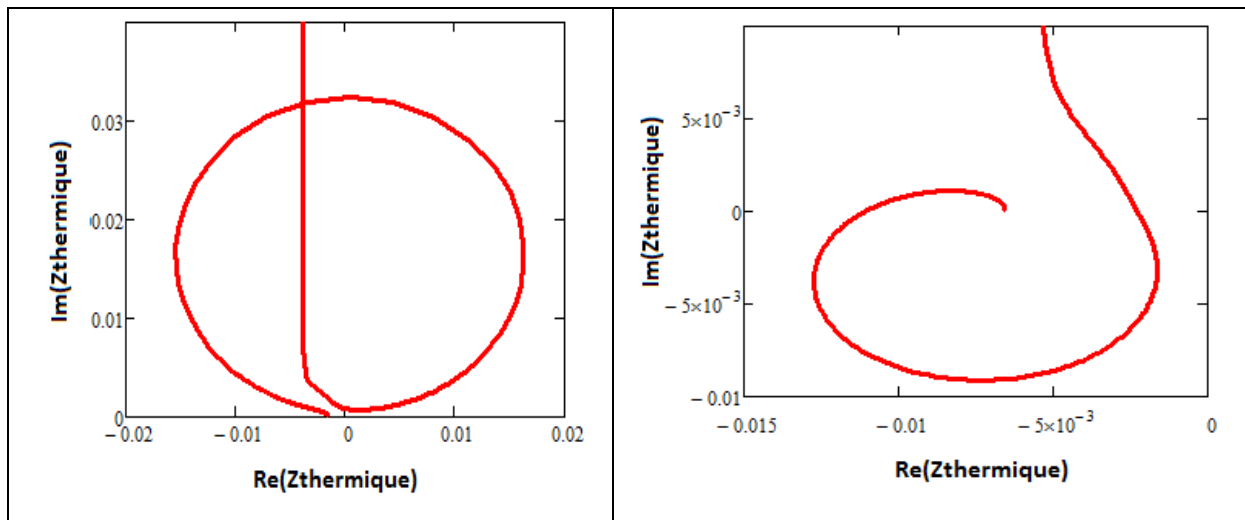
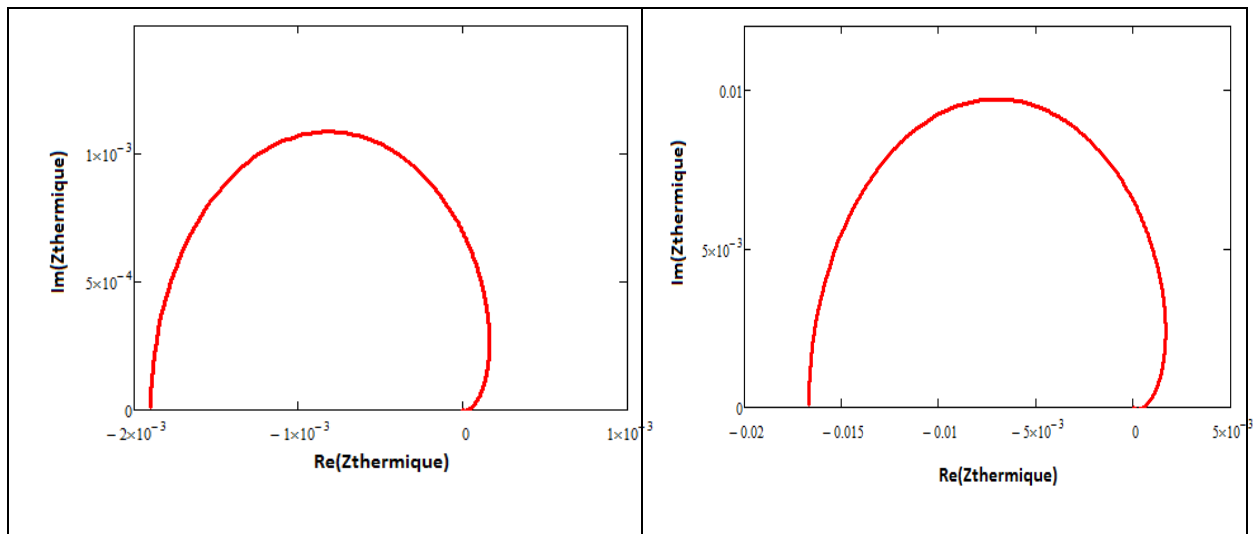


Figure III-41 : Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique $\lambda=0.88\mu\text{m}$, $S_f=10\text{cm/s}$, $S_b=10^2\text{cm/s}$, $x=0.02\text{cm}$ $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

Eclairement simultané

II Figure III-42 : Diagramme de Nyquist de l'impédance thermique $\lambda=0,88\mu\text{m}$, $S_f=10\text{cm/s}$, $S_b=10^3\text{cm/s}$, $x=0,02\text{cm}$, $a=1\text{cm}^2/\text{s}$, $k'=1,54\text{ W/cm. }^\circ\text{C}$

IV-4 PHASE DE L'IMPEDANCE THERMIQUE

La phase de l'impédance thermique est représentée aux figures III-43, III-44, III-45 suivantes pour un éclairage par la face avant, arrière et simultané des deux faces.

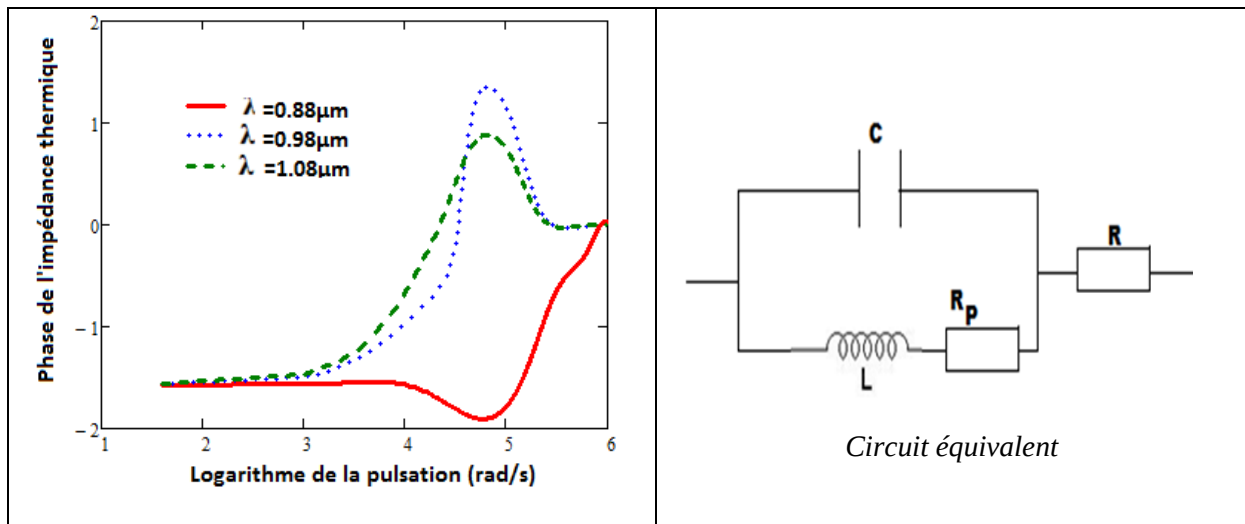
Eclairement avant

Figure III-43 Phase de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_f= S_b=10^2\text{cm/s}$; $x=0,02\text{cm}$

Pour un éclairage par la face avant la phase de l'impédance est constante pour des valeurs du logarithme de la pulsation comprises entre $[32\text{rad/s} ; 10^3\text{rad/s}]$ quel que soit la valeur de la

longueur d'onde. Elle reste constante jusqu'à $\omega=10^4$ rad/s pour les faibles valeurs de la longueur d'onde. Elle diminue pour ces mêmes valeurs de la longueur d'onde ensuite augmentent très fortement.

Pour ce qui est des grandes valeurs de la longueur d'onde la phase augmente exponentiellement et atteint un maximum pour les faibles valeurs de la pulsation. Elles subissent une décroissance et s'annulent vers les grandes valeurs de la pulsation c'est à dire en régime fréquentielle.

Par ailleurs la phase est négative pour $\lambda < 0.88 \mu\text{m}$ ce qui laisse apparaître un effet capacitif de la photopile quel que soit la valeur de la pulsation.

Quand $\lambda > 0.88 \mu\text{m}$ nous notons des effets inductifs et capacitifs.

Eclairement face arrière

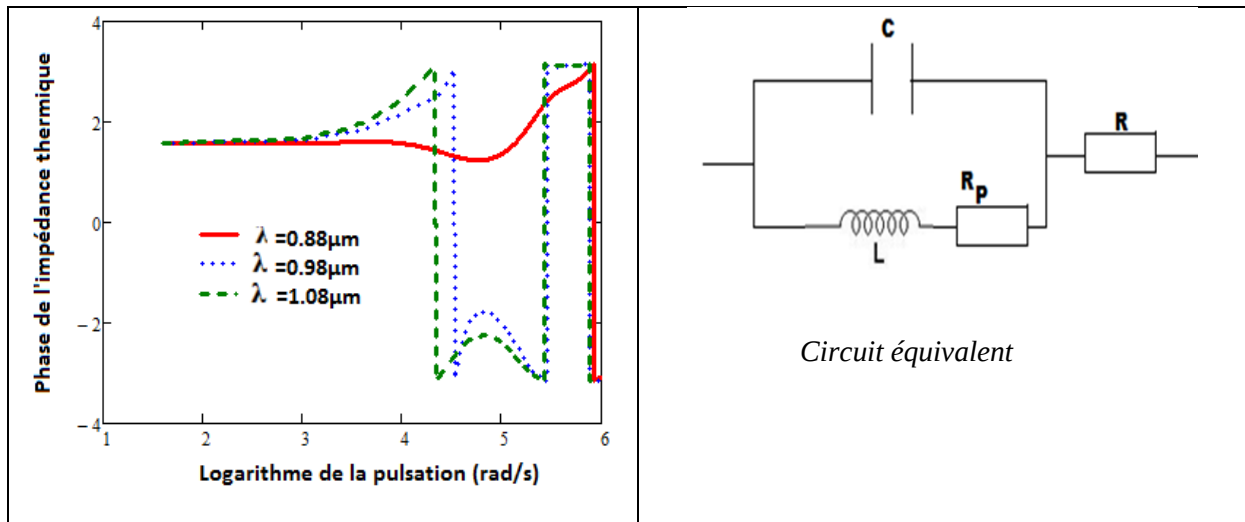


Figure III-44 Phase de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_f = S_b = 10^2 \text{ cm/s}$; $x = 0.02 \text{ cm}$

Quand l'éclairement se fait par la face arrière si $\lambda < 0.88 \mu\text{m}$ la phase est une constante positive jusqu'à $\omega = 10^4$ rad/s. elle décroît légèrement et à partir de $\omega = 10^5$ rad/s subit une augmentation avant de chuter brutalement. Ce comportement reflète un effet inductif jusqu'à $\omega < 10^6$ rad/s valeur à partir de laquelle l'effet inductif est équilibré par un effet capacitif.

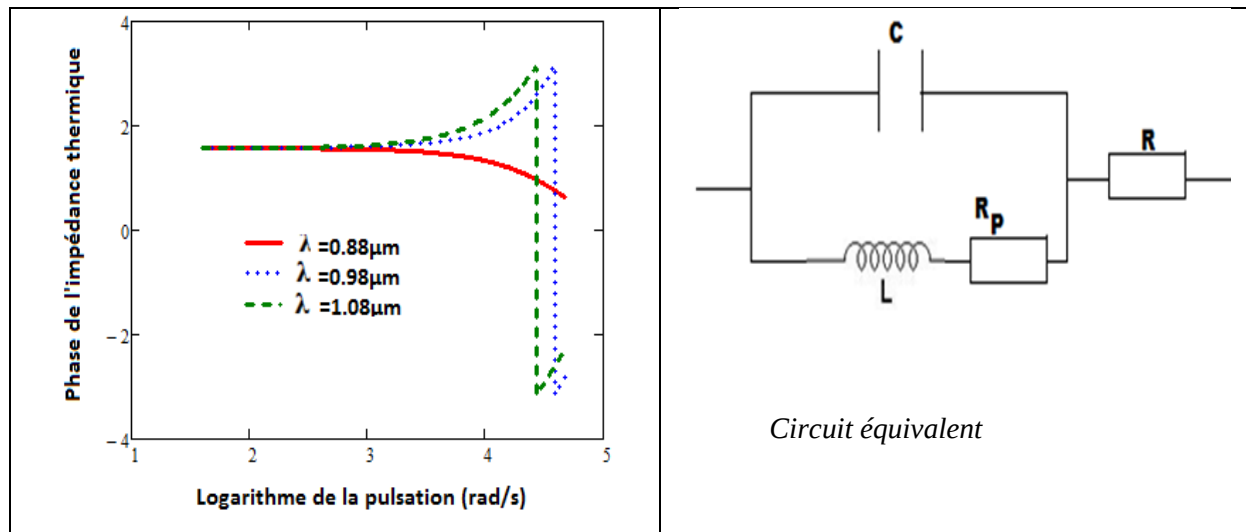
Eclairement simultané

Figure III-45 Phase de l'impédance en fonction du logarithme de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde $S_f = S_b = 10^2 \text{ cm/s}$; $x = 0,02 \text{ cm}$

En éclairage simultané la phase de l'impédance est une constante positive pour les faibles valeurs de la longueur d'onde et pour des valeurs du logarithme de la pulsation. La phase diminue pour $\omega > 10^4 \text{ rad/s}$. Nous notons que si la longueur d'onde est inférieure à $0,88 \mu\text{m}$ l'effet inductif l'emporte sur l'effet capacitif.

Quand la longueur d'onde dépasse $0,88 \mu\text{m}$, si $\omega < 10^3 \text{ rad/s}$ la phase de l'impédance est constante et positive elle augmente exponentiellement jusqu'à $\omega > 10^4 \text{ rad/s}$ où nous avons une complémentarité des deux effets inductifs et capacitifs.

V CONCLUSION

Dans cette partie la variation de la température est déterminée à partir de l'équation de continuité thermique. Le profil de la variation de la température est tracé en fonction du logarithme de la pulsation, de la profondeur dans la base de la photopile et des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière pour différentes valeurs de la longueur d'onde et de la pulsation angulaire.

L'équation donnant la densité de flux de chaleur en fonction de la variation de la température a permis de donner son expression. Son profil est tracé en fonction de différents paramètres que sont la profondeur, la vitesse de recombinaison à la jonction et à la face arrière. Les diagrammes de Nyquist et de Bode de l'impédance thermique sont proposés ainsi que la phase de l'impédance.

VI ANALOGIES ELECTRIQUES THERMIQUES

Électrique	Thermique
Phototension V_{ph}	Variation de la température ΔT
Photocourant I_{ph}	Densité de flux de chaleur ϕ
Impédance électrique Z_{ph}	Impédance thermique Z_{th}

V_{ph} diminue avec λ et ω	ΔT diminue avec λ et ω
I_{ph} diminue avec λ et ω	ϕ diminue avec λ et ω
Z_{ph} augmente avec λ et ω	Z_{th} augmente avec λ et diminue avec ω
Z_{ph} diminue avec S_f	Z_{th} augmente avec S_f

CONCLUSION GENERALE

Nous avons présenté dans ce travail une étude photo thermique de la photopile bifaciale soumise à un éclairage monochromatique en régime dynamique fréquentiel. L'étude porte sur un éclairage par sa face avant, arrière et simultané sur ses deux faces.

Dans une première étape nous avons effectué une étude électronique de la photopile où nous avons étudié l'influence de la pulsation et de la longueur d'onde sur les paramètres phénoménologiques que sont la densité de porteurs de charges minoritaires, la densité de photocourant et la phototension. Ainsi nous avons vu que la longueur d'onde et la pulsation diminuent fortement le rendement de conversion photovoltaïque de la photopile quand elles prennent des valeurs de plus en plus élevées. Le rendement de la photopile a été aussi déterminé et son profil tracé en fonction de la pulsation pour différentes valeurs de la longueur d'onde. Il en est ressorti que la photopile perd de sa qualité quand elle est éclairée à des fréquences élevées coïncidant au régime fréquentiel, mais aussi quand la longueur d'onde est élevée. Ces observations sont confirmées par le rendement de la capacité en fonction de la pulsation pour différentes longueurs d'onde qui évolue de la même manière que le rendement de la photopile. La méthode de la spectroscopie d'impédance est aussi utilisée pour la détermination des résistances séries et shunt grâce aux représentations de Nyquist et de Bode de l'impédance. De la même manière les paramètres électriques sont aussi fortement influencés par la longueur d'onde et la pulsation ce qui se manifeste par une baisse de leur amplitude de leur profil. A partir des diagrammes de Nyquist et de Bode, nous avons établi des modèles équivalents reflétant tantôt un comportement inductif tantôt un aspect capacitif de la photopile. Il ressort surtout de cette étude contrairement à ce qui a toujours été montré sur le comportement de l'extension de la zone de charge d'espace qu'on a assimilé à un condensateur plan, il en est autre en régime dynamique fréquentiel. En effet, le profil de l'inverse de la capacité en fonction des maxima de la densité de porteurs est une décroissance exponentielle.

Le comportement thermique étudié dans la troisième partie a permis d'établir une analogie électrique thermique de la photopile. Ainsi la variation de la température est assimilée à la phototension et la densité de flux de chaleur au photocourant, ce qui a permis de déterminer l'impédance thermique et représenter les diagrammes de Nyquist et de Bode de l'impédance thermique comme en électronique pour différentes valeurs de la longueur d'onde et de la pulsation angulaire. Enfin la phase de l'impédance thermique a aussi permis de mettre en exergues les effets inductifs et capacitifs de la photopile. Ainsi pour une certaine valeur de la

pulsation et longueur d'onde l'effet capacitif l'emporte sur l'effet inductif et vice versa. Tantôt les deux effets sont opposés.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [27] Linda M. Koschier, Stuart R. Wenham, Mark Gross, Tom Puzzer, Alistair B. Sproul. 2nd World Conference and exhibition on photovoltaic Solar Energy Conversion pp.1539-1542, (1998).
- [28] Issa Zerbo. "Etude en modélisation d'une photopile bifaciale au silicium sous éclairage multispectral en régime dynamique fréquentiel : méthodes de détermination des paramètres de recombinaison". Thèse de Doctorat, Université de Ouagadougou Burkina Faso, 2005.
- [29] J. DUGAS Solar Energy materials and Solar Cells, 32 (1994), pp 71-88
- [30] F. Ahmed and S. Garg, International Centre for Theoretical Physics (ICTP), Trieste, ITALY, Internal Report, Août 1986
- [31] Andreas Mandelis J. Appl. Phys. Vol.66 No.11, 1 December, 1989, pp. 5572 – 5583.
- [32] Dieng. A, Lemrabott. O. H, Maiga. A. S, Diao. A, Sissoko. G, 2007. Impedance spectroscopy method applied to electrical parameters determination on bifacial silicon solar cell under magnetic field. Journal des Sciences, Vol. 7, N°3, 48-52
- [33] M. Ndiaye, Z. Nouhou Bako, I. Zerbo, A. Dieng, F. I. Barro, G. Sissoko
Détermination Des Paramètres Electriques D'une Photopile Sous Eclairage Monochromatique En Modulation De Fréquence, A Partir Des Diagrammes De Bode Et De Nyquist
Journal des sciences [http : www. cadjds.org](http://www.cadjds.org), vol.8, N°3(2008) pp.59-68
- [34] Barro, F.I., S. Mbodji, M. Ndiaye, A.S. Maiga and G. Sissoko, 2008b. Bulk and surface recombination parameters measurement of silicon solar cell under constant white bias light. J. Sci., 8(4): 37-41.
- [35] Sissoko, G., A. Correa, E. Nanema, M.N. Diarra, A.L. Ndiaye and M. Adj, 1998b. Recombination parameters determination in a double sided back surface field silicon solar cell. Proc. World Renewable Energy Congress, 3: 1856-1859.
- [36] Mbodji, S., M. Dieng, B. Mbow, F.I. Barro and G. Sissoko, 2010a. Three-dimensional simulated modelling of diffusion capacitance of polycrystalline bifacial silicon solar cell. J. Appl. Sci. Technol., 1-2(15): 109-114.
- [37] I. ZERBO, F.I. BARRO, B. MBOW, A.DIAO, F. ZOUGMORE, G. SISSOKO
Theoretical Study of Bifacial Silicon Solar Cell Under Frequency Modulated

White Light: Determination of Recombination Parameters.

Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference (2004), Poster 1AV.2.56, Paris, FRANCE.

[38] S. MADOUGOU, F. MADE, M. S. BOUKARY and G. SISSOKO

Advanced Materials Research Vols. 18-19(2007) pp. 303-312

Online at: <http://www.scientific>

[39] S. MBODJ, I. LY, A. DIOUM, H. L. DIALLO, I.F. BARRO, G. SISSOKO

21st European Photovoltaic Solar Energie Conference, 4-8 Sept.(2006), Dresden, Germany, pp.447-450

[40] H.L. DIALLO, A. S. MAIGA, A. WEREME and G. SISSOKO

Eur Phys J App Phys. 42, pp. 203-211 (2008)

[41] A.J. Steckl and S.P. Sheu

Solid. State Electronics Vol.23, 21 October, 1979, pp. 715 – 720

[42] Lathi, Bhagwandas Pannalal: Signals, Systems And Controls.

[43] M. Ndiaye , Z. Nouhou Bako, I. Zerbo, A. Dieng, F. I. Barro, G. Sissoko

Détermination Des Paramètres Electriques D'une Photopile Sous Eclairment Monochromatique En Modulation De Fréquence, A Partir Des Diagrammes De Bode Et De Nyquist. Laboratoire des Semi-conducteurs et d'Energie Solaire, Département de Physique, FST, Université Cheikh Anta Diop, Dakar, Sénégal Laboratoire des Matériaux et environnement, Département de Physique, UFR/SEA, Université de Ouagadougou, Burkina Faso. Journal des sciences [http : www. cadjds.org](http://www.cadjds.org), vol.8, N°3(2008) pp.59-68

[44] Alfred Dieng, Ndeye Thiam, Mamadou Lamine Samb, Amadou Seïdou Maiga, Fabé Idrissa Barro, Grégoire Sissoko Etude à 3D d'une photopile polycrystalline au silicium : influence de la taille des grains et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur les paramètres électriques J. Sci. Vol. 9, N°1 (2009) pp.51-63.

[46] I. Diagne, M. Dieng, M.L. Sow, A. Wereme, F. Niang and G. Sissoko, '*Transfert de Chaleur en Régime Dynamique Fréquentiel dans un Matériau à Trois Dimensions : Etude de L'Impédance Dynamique*', CIFEM2010, Edition Université de Rennes 1, pp. 341 - 346, 2010.

[47] M.Sould Brahim, I.Diagne, S.Tamba,F.Niang, G.Sissoko

Characterization of the Minimum Effective Layer of Thermal Insulation Material Two-plaster from the Method of Thermal Impedance

Research Journal of Applied Science,Engineering and Technology 3(4)338-344,201

ANNEXE MATHEMATIQUE

I) Densité de porteurs de charges minoritaires

$$D \cdot \frac{\partial^2 \delta_n(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\delta_n(x, t)}{\tau} = -G_n(x, t) + \frac{\partial \delta_n(x, t)}{\partial t} \quad (1)$$

$\delta_n(x, t)$ est la densité des porteurs minoritaires dans la base qu'on peut mettre sous la forme :

$$\delta_n(x, t) = \delta(x) \exp(i\omega t) \quad (2)$$

Avec $\delta_n(x)$ la composante spatiale et $\exp(i\omega t)$ la composante temporelle.

$G_n(x, t)$ est le taux de génération donné par l'expression (3):

$$G_n(x, t) = g_n(x) \exp(i\omega t) \quad (3)$$

avec $g_n(x)$ la composante spatiale et $e^{i\omega t}$ la composante temporelle. On a :

$$g_n(x) = \alpha I_0 (1 - R) (\xi \cdot e^{-\alpha x} + \chi \cdot e^{(-\alpha(H-x))}) \quad (4)$$

n symbolise le mode d'éclairement : n = 1, n = 2, n = 3 pour un éclairage respectif de la face avant, de la face arrière et simultanément des deux faces de la photopile.

Les paramètres ξ et χ sont définis suivant le mode d'éclairement :

Mode d'éclairement	ξ	χ
Eclairement par la face avant	1	0
Eclairement par la face arrière	0	1
Eclairement simultané des deux faces	1	1

$\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ ; R (λ) est le coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde λ ; H l'épaisseur de la photopile.

D est le coefficient de diffusion

τ est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires de charge.

En posant

$$L^2 = \tau D \quad (5)$$

Et

$$\frac{1}{L(\omega)^2} = \frac{1}{L^2} \times (i\omega\tau + 1) \quad (6)$$

où $L(\omega)$ est la longueur de diffusion complexe

En introduisant les équations (2), (3) et (4) dans (1) nous obtenons l'équation (7):

$$\frac{\partial^2 \delta_n(x)}{\partial x^2} - \frac{1}{L(\omega)^2} \delta_n(x) = -\frac{g_n(x)}{D}$$

I-1) SOLUTION DE L'EQUATION DE CONTINUITE ET CONDITIONS AUX LIMITES

I- 1 -1 SOLUTION DE L'EQUATION DE CONTINUITE

La solution générale de l'équation (II.6) s'écrit sous la forme :

$$\delta_n(x) = \delta_{1n}(x) + \delta_{2n}(x) \quad (8)$$

$\delta_{1n}(x)$ est la solution particulière de l'équation avec second membre et $\delta_{2n}(x)$ la solution générale de l'équation sans second membre.

I-1-2 SOLUTION PARTICULIERE DE L'EQUATION AVEC SECOND MEMBRE

$$\delta_{1n}(x) = A' \cdot \exp(\xi \times e^{-\alpha x} + \chi \times e^{(-\alpha(H-x))}) \quad (9)$$

En remplaçant (II-8a) dans (II-6) on obtient une équation qui permet de calculer C.

$$A' = \frac{-\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \quad (10)$$

On trouve :

$$\delta_{1n}(x) = \frac{-\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \cdot \exp(\xi \times e^{-\alpha x} + \chi \times e^{(-\alpha(H-x))}) \quad (11)$$

I-1-3 SOLUTION GENERALE DE L'EQUATION SANS SECOND MEMBRE

$$\delta_{2n}(x) = A_n \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_n \sinh\left(\frac{x}{L}\right) \quad (12)$$

Expression de la densité des porteurs de charges selon le mode d'éclairement est donnée par la relation

$$\delta_n(x) = A_n \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_n \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2 \cdot \exp(\xi \times e^{-\alpha x} + \chi \times e^{(-\alpha(H-x))})}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \quad (13)$$

A_n et B_n sont des coefficients qui sont déterminés par les conditions aux limites

I- 1-4 CONDITIONS AUX LIMITES

à la jonction ($x = 0$):

$$\frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{S f_n}{D} \delta_n(0) \quad (14a)$$

à la face arrière de la base ($x = H$) :

$$\left. \frac{\partial \delta_n(x)}{\partial x} \right|_{x=H} = -\frac{Sb_n}{D} \delta_n(H) \quad (14b)$$

Où Sf_n et Sb_n représentent respectivement les vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière

I- 1-5 EXPRESSION DE LA DENSITE DES PORTEURS MINORITAIRES EN EXCES

✓ éclairage avant

Pour un éclairage à la face avant les conditions aux limites donnent pour les valeurs A_n et B_n respectivement

$$A_{av} = \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ D \cdot (Sb_{av} - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) + (Sf_{av} + \alpha \cdot D) \left[D \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{av} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \right\}}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1) \left[L \cdot D(Sb_{av} + Sf_{av}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{av} \cdot Sb_{av} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (15)$$

$$B_{av} = \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ L \cdot Sf_{av} (Sb_{av} - \alpha \cdot D) \cdot \exp(-\alpha \cdot H) - (Sf_{av} + \alpha \cdot D) \left[D \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{av} \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \right\}}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1) \left[L \cdot D(Sb_{av} + Sf_{av}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{av} \cdot Sb_{av} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (16)$$

en remplaçant A_{av} et B_{av} par leur valeur dans l'expression de la densité de porteurs on obtient :

$$\delta_{av}(x) = A_{av} \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_{av} \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \cdot \exp(-\alpha x) \quad (17)$$

✓ éclairage arrière

$$A_{ar} = \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ D \cdot (Sb_{ar} + \alpha \cdot D) + (Sf_{ar} - \alpha \cdot D) \left[D \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{ar} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \cdot \exp(-\alpha H) \right\}}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1) \left[L \cdot D(Sb_{ar} + Sf_{ar}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{ar} \cdot Sb_{ar} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (18)$$

$$B_{ar} = \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ L \cdot Sf_{ar} (Sb_{ar} + \alpha \cdot D) - (Sf_{ar} - \alpha \cdot D) \left[D \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{ar} \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) \right] \cdot \exp(-\alpha \cdot H) \right\}}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1) \left[L \cdot D(Sb_{ar} + Sf_{ar}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{ar} \cdot Sb_{ar} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (19)$$

en remplaçant A_{ar} et B_{ar} dans l'expression de la densité de porteur on obtient

$$\delta_{ar}(x) = A_{ar} \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_{ar} \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha \cdot I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2 \cdot \exp(-\alpha(H-x))}{D \cdot (\alpha^2 \cdot L^2 - 1)} \quad (20)$$

✓ éclairage simultané

$$\delta_{sim}(x) = A_{sim} \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + B_{sim} \sinh\left(\frac{x}{L}\right) - \frac{\alpha I_0 \cdot (1-R) \cdot L^2 \cdot (\exp(-\alpha x) + \exp(-\alpha(H-x)))}{D \cdot (\alpha^2 L^2 - 1)} \quad (21)$$

$$A_{sim} = \frac{\alpha I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ \frac{D \cdot [(Sb_{sim} + \alpha D) + (Sb_{sim} - \alpha D) \cdot \exp(-\alpha H)] + [(Sf_{sim} + \alpha D) + (Sf_{sim} - \alpha D) \cdot \exp(-\alpha H)]}{D \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{sim} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right)} \right\}}{D \cdot (\alpha^2 L^2 - 1) \left[L \cdot D (Sb_{sim} + Sf_{sim}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{sim} \cdot Sb_{sim} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (22)$$

$$B_{sim} = \frac{\alpha I_0 \cdot (1-R) \cdot L^3 \left\{ \frac{L \cdot Sf_{sim} \cdot [(Sb_{sim} + \alpha D) + (Sb_{sim} - \alpha D) \cdot \exp(-\alpha H)] - [(Sf_{sim} + \alpha D) + (Sf_{sim} - \alpha D) \cdot \exp(-\alpha H)]}{D \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + L \cdot Sb_{sim} \cdot \sinh\left(\frac{H}{L}\right)} \right\}}{D \cdot (\alpha^2 L^2 - 1) \left[L \cdot D (Sb_{sim} + Sf_{sim}) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L}\right) + (D^2 + Sf_{sim} \cdot Sb_{sim} \cdot L^2) \sinh\left(\frac{H}{L}\right) \right]} \quad (23)$$

II Densité de photocourant

Elle est donnée par la relation de Fick suivante

$$J_n(\lambda, \omega, Sf_n, Sb_n) = q \cdot D \cdot \left. \frac{\partial \delta_n(x, \lambda, \omega, Sf_n, Sb_n)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (24)$$

III Phototension

$$V_n(t, \omega, Sf, Sb) = V_T \cdot \ln \left[\frac{Nb}{n_0^2} \cdot \delta_n(0, t, \omega, Sf, Sb) + 1 \right] \quad (25)$$

Avec

$$V_T = \frac{kT}{q} \quad \text{n symbolise le mode d'éclairement}$$

et

- 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

Pour un éclairement par la face avant

$$V_{av} = V_T \cdot \ln \left\{ \frac{N_B \cdot E}{n_0^2} \left[L(\omega) \frac{(DS_F + \alpha D^2) \operatorname{ch}\left(\frac{H}{L(\omega)}\right) + (S_B D - \alpha D^2) e^{-\alpha H} + S_B L(\omega) (S_F + \alpha D) \operatorname{sh}\left(\frac{H}{L(\omega)}\right)}{(D^2 + S_B S_F L^2(\omega)) \operatorname{sh}\left(\frac{H}{L(\omega)}\right) + DL(\omega) (S_B + S_F) \operatorname{ch}\left(\frac{H}{L(\omega)}\right)} - 1 \right] + 1 \right\} \quad (26)$$

Pour un éclairement par la face arrière

$$\text{Avec } E = \frac{\alpha \cdot I_o \cdot (1-R) L^2(\omega)}{D(\alpha^2 \cdot L^2 - 1)}$$

Capacité de diffusion

La capacité de diffusion est donnée par

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad \text{Avec}$$

$$Q = q \cdot \delta(x) \Big|_{x=0} \quad \text{et} \quad V = V_T \cdot \ln \left[1 + \frac{N_B}{n_i^2} \cdot \delta(x) \Big|_{x=0} \right] \quad (26)$$

THERMIQUE

III-2 VARIATION DE LA TEMPERATURE

II-2-1 EQUATION DE CONTINUITE

En régime dynamique fréquentiel l'équation de continuité est régit par :

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x)}{\partial x^2} - \sigma(\omega)^2 \Delta T(x) = - \frac{G(x, \omega)}{k'} \quad (27)$$

Où $\Delta T(x)$ représente la variation de température

k' est la conductivité thermique

$\sigma(\omega)$ est le coefficient de diffusion thermique complexe et

$G(x, \omega)$ le taux de génération thermique ils ont pour expression respectivement

$$\sigma(\omega) = \left(\frac{i \cdot \omega}{a} \right)^{1/2} \quad (28)$$

$$G(x, \omega) = \alpha(\lambda) \cdot I_0(\lambda) (1 - R(\lambda)) \Delta E (\xi e^{-\alpha(\lambda)x} + \chi e^{-\alpha(\lambda)(H-x)}) + \frac{E_g \cdot \delta_\gamma(x, \omega)}{\tau} \quad (29)$$

$\Delta E = h\nu - E_g$ la variation de l'énergie où E_g est l'énergie du gap du silicium

$$\frac{\partial^2 \Delta T_\gamma(x)}{\partial x^2} - \sigma(\omega)^2 \Delta T_\gamma(x) = - \frac{G(x)}{k'} \quad (30)$$

$$\Delta T_{1\gamma}(x, \omega) = \frac{E_g}{k' \tau (1 - \alpha(\lambda)^2 L(\omega)^2)} \left\{ \begin{aligned} &A(\omega) \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + \\ &B(\omega) \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \end{aligned} \right\} + \quad (31)$$

$$\frac{\alpha(\lambda) \phi(\lambda) (1 - R(\lambda))}{k' (\sigma(\omega)^2 - \alpha(\lambda)^2)} \left\{ \Delta E + \frac{E_g L(\omega)^2}{D(\omega) \tau (1 - \alpha(\lambda)^2 L(\omega)^2)} \right\} (\xi e^{-\alpha(\lambda)x} + \chi e^{-\alpha(\lambda)(H-x)})$$

III-2-2 SOLUTION GENERALE DE L'EQUATION SANS SECOND MEMBRE

$$\frac{\partial^2 \Delta T_\gamma(x)}{\partial x^2} - \sigma(\omega)^2 \Delta T_\gamma(x) = 0 \quad (32)$$

$$\Delta T_{2\gamma}(x, \omega) = C(\omega) \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + D(\omega) \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \quad (33)$$

La solution générale est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta T_\gamma(x, \omega) = C(\omega) \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + D(\omega) \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + \frac{Eg}{k' \tau (1 - \alpha(\lambda)^2 L(\omega)^2)} \left\{ \begin{aligned} &A(\omega) \cosh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) + \\ &B(\omega) \sinh\left(\frac{x}{L(\omega)}\right) \end{aligned} \right\} + \quad (34)$$

$$\frac{\alpha(\lambda) I_0(\lambda) (1 - R(\lambda))}{k' (\sigma(\omega)^2 - \alpha(\lambda)^2)} \left\{ \Delta E + \frac{Eg L(\omega)^2}{D(\omega) \tau (1 - \alpha(\lambda)^2 L(\omega)^2)} \right\} (\xi e^{-\alpha(\lambda)x} + \chi e^{-\alpha(\lambda)(H-x)})$$

III-2-3 CONDITIONS AUX LIMITES

Les coefficients C et D sont déterminés à partir des conditions aux limites suivantes :

A la jonction de la photopile :

$$\frac{\partial \Delta T_\gamma(x, \omega)}{\partial x} \Big|_{x=0} = Sf \frac{Eg \delta_\gamma(x, \omega)}{k'} \Big|_{x=0} \quad (35)$$

A la face arrière de la photopile :

$$\frac{\partial \Delta T_\gamma(x, \omega)}{\partial x} \Big|_{x=H} = -Sb \frac{Eg \delta_\gamma(\omega, x)}{k'} \Big|_{x=H} \quad (36)$$

III-3 DENSITE DE FLUX DE CHALEUR

La densité de flux de chaleur étant liée à la variation de température, son expression est donnée par la relation

$$\Phi(x, \omega) = -k' \frac{\partial \Delta T(x)}{\partial x} \quad (37)$$

III-4-IMPEDANCE THERMIQUE

L'impédance thermique traduit le rapport de la variation de température par le flux de chaleur elle a pour expression

$$Z_{th} = \frac{\Delta T(x, t)}{\Phi(x, t)} \quad (38)$$

$$\Delta T(x, t) = T(x=0, t) - T(x, t)$$

$T(x=0, t)$ est la température initiale de la photopile

Sujet

ETUDE EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL D'UNE PHOTOPILE BIFACIALE SOUS ECLAIREMENT MONOCHROMATIQUE : COMPORTEMENT THERMIQUE

M. Séga GUEYE

THESE DE DOCTORAT UNIQUE EN PHYSIQUE

Soutenue le 31 Mai 2014

Président	M. Mamadou	SARR	Professeur Titulaire	UFR SET THIES
Membres	M. Babacar	MBOW	Maître de conférences	FST/UCAD
	Moustapha	DIENG	Maître de conférences	FST/UCAD
Directeur	Grégoire	SISSOKO	Professeur Titulaire	FST/UCAD
Rapporteur	Ibrahima	LY	Maître de conférences	FST/UCAD
Rapporteur	Amadou S	MAYGA	Maître de conférences	UGB St LOUIS

Résumé :

Une étude bibliographe sur les techniques et les méthodes de détermination de certains paramètres électriques en régime dynamique fréquentiel a été présentée dans le chapitre I.

Dans le chapitre II, l'étude théorique de la photopile, en régime dynamique fréquentiel, sous éclairement monochromatique est faite pour l'ensemble des trois modes d'éclairement. De cette étude nous avons la densité de porteurs de charges minoritaires photocréés dans la base de la photopile et tracé son profil pour l'ensemble des trois modes d'éclairement et pour différentes valeurs de la longueur d'onde et de la pulsation angulaire.

A partir de la densité de porteurs une étude du photocourant, de la phototension a été effectuée le profil de la caractéristique courant-tension a permis de déterminer les résistances séries et shunt de la photopile bifaciale. Les diagrammes de Nyquist et de Bode de l'impédance électronique sont effectués. Diagrammes à partir desquels les circuits équivalents ont été proposés.

Dans le chapitre III nous avons étudié le comportement thermique de la photopile bifaciale en établissant la variation de la température dont nous avons tracé les profils en fonction de la profondeur dans la base et en fonction des vitesses de recombinaison à la jonction et à la face arrière.

Partant de la variation de la température une méthode de détermination de la densité de flux de chaleur est établie et le profil représenté en fonction de la profondeur dans la base. La vitesse de recombinaison à la jonction et à la face arrière pour différentes longueurs d'ondes et différentes valeurs de la pulsation angulaire quand l'éclairement s'est effectué par la face avant, arrière et simultanée des deux faces.

L'impédance thermique a été déterminée ainsi que les diagrammes de Nyquist et de Bode de l'impédance thermique.

Enfin l'étude est bouclée par la détermination de la phase de l'impédance thermique pour les trois modes d'éclairement.

Mots clés : Photopile bifaciale – Régime dynamique fréquentiel – caractéristique courant-tension Vitesses de recombinaisons en circuit et en court-circuit – Impédance électrique et thermique – Résistance série – Résistance shunt – variation de température- densité de flux de chaleur.