

**SOMMAIRE**

<b>Liste des Figures et tableaux.....</b>	<b>II</b>
<b>Nomenclature.....</b>	<b>III</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE .....</b>	<b>2</b>
<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>3</b>
I.1 Measurement of AC parameters of Gallium Arsenide (GaAS/Ge) solar by Impedance Spectroscopy [3].....	3
I.2 A new characterisation method for Solar Cell dynamic impedance [4] .....	4
I.3 Etude comparative des modèles a une et deux diodes [5] .....	6
I.4 Sample Thickness Dependence Of Minority Carrier Lifetime [6].....	10
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>11</b>
<b>Chapitre II : Etude théorique d'une photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel et sous l'effet d'un champ magnétique constant.....</b>	<b>12</b>
<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>13</b>
II-1 Equation de continuité et densité des porteurs minoritaires .....	13
II- 1-1 Description d'une photopile bifaciale au silicium .....	13
II-1-2 Equation de continuité .....	14
II- 1-3 Solution de l'équation de continuité et conditions aux limites .....	16
II-2 Densité du photocourant .....	17
II-3 Photocourant de court circuit .....	17
II-4 Phototension.....	17
II-5 Phototension de circuit ouvert.....	18
<b>Conclusion .....</b>	<b>18</b>
<b>Chapitre III : Détermination des paramètres électriques d'une photopile bifaciale au silicium .....</b>	<b>19</b>
<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>20</b>
III-1 Schémas électriques équivalents d'une photopile.....	20
III-2 Impédance dynamique .....	21
III-3 Représentation de Nyquist .....	22
III-3.1 Éclairement par la face avant de la photopile .....	22
III-3.2 Éclairement par la face arrière de la photopile .....	24
III-3.3 Éclairement simultané des deux faces de la photopile.....	25

<b>III-4 Diagramme de Bode .....</b>	<b>28</b>
<b>III-4.1 Diagramme de Bode du module de l'impédance .....</b>	<b>28</b>
<b>III-4.1.1 ÉCLAIREMENT PAR LA FACE AVANT .....</b>	<b>28</b>
<b>III-4.1.2 ÉCLAIREMENT PAR LA FACE ARRIÈRE.....</b>	<b>30</b>
<b>III-4.1.3 ÉCLAIREMENT SIMULTANÉ DES DEUX FACES .....</b>	<b>31</b>
<b>III-4.2 Diagramme de Bode de la phase de l'impédance.....</b>	<b>32</b>
<b>Conclusion .....</b>	<b>35</b>
<b>Conclusion Générale .....</b>	<b>36</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....</b>	<b>37</b>
<b>ANNEXE MATHEMATIQUE.....</b>	<b>39</b>

## **Liste des Figures et tableaux**

### **Liste des Figures**

Figure I.1-----	4
Figure I.2-----	5
Figure I.3-----	6
Figure I.4-----	6
Figure II.1-----	13
Figure III.1-----	20
Figure III.2-----	21
Figure III.3-a-----	23
Figure III.3-b-----	23
Figure III.3-c-----	23
Figure III.4-a-----	25
Figure III.4-b-----	25
Figure III.4-c-----	25
Figure III.5-a-----	26
Figure III.5-b-----	26
Figure III.5-c-----	26
Figure III.6-a-----	29
Figure III.6-b-----	29
Figure III.6-c-----	29
Figure III.7-a-----	30
Figure III.7-b-----	30
Figure III.7-c-----	30
Figure III.8-a-----	31
Figure III.8-b-----	31
Figure III.8-c-----	31
Figure III.9-a-----	32
Figure III.9-b-----	32
Figure III.9-c-----	32

### **Liste des tableaux**

Tableau (I.1) -----	5
Tableau (II.1) -----	15
Tableau (II.2) -----	15
Tableau (III.1) -----	27
Tableau (III.2) -----	27
Tableau (III.3) -----	27
Tableau (III.4) -----	33
Tableau (III.5) -----	34
Tableau (III.6) -----	34
Tableau (III.7) -----	34

**Nomenclature**

$\tau$	Durée de vie moyenne des porteurs minoritaires dans la base	-----	( $\mu$ s)
$\tau_0$		-----	( $\mu$ s)
$D_n^*$	Coefficient de diffusion des porteurs minoritaires dans la base	-----	( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$L_n^*$	Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base	-----	(cm)
$L_c^*$	Longueur de diffusion complexe des porteurs minoritaires dans la base en fonction de la fréquence $\omega$ et du champ magnétique	-----	(cm)
$\omega$	Fréquence angulaire	-----	(rad. $\text{s}^{-1}$ )
$\omega_c$	Fréquence angulaire de coupure	-----	(rad. $\text{s}^{-1}$ )
B	Intensité du champ magnétique	-----	(T)
x	Profondeur de la base de la photopile bifaciale	-----	( $\mu\text{m}$ )
H	Epaisseur totale de la photopile bifaciale	-----	( $\mu\text{m}$ )
q	Charge élémentaire de l'électron	-----	(C)
$N_0$	Concentration intrinsèque du matériau Si	-----	( $\text{cm}^{-3}$ )
$N_b$	Taux de dopage des impuretés dans la base	-----	( $\text{cm}^{-3}$ )
t	Temps	-----	(s)
$G_a(x,t)$	Taux de génération global en fonction de la profondeur x et du temps t	-----	( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$g_a(x)$	Taux de génération en fonction de la profondeur x	-----	( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\alpha$	Paramètre défini selon le mode d'éclairement de la photopile bifaciale		
n	Le nombre de soleil		
$a_k, b_k$	Coefficients tabulés du rayonnement solaire		
$\delta_a(x,t)$	Densité des porteurs minoritaires photocréés dans la base en fonction de la profondeur x et du temps t	-----	( $\text{cm}^{-3}$ )
$\delta_a(x,\omega)$	Densité des porteurs minoritaires photocréés dans la base en fonction de la profondeur x et de la fréquence $\omega$	-----	( $\text{cm}^{-3}$ )
Sf	Vitesse de recombinaison à la jonction	-----	( $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ )
Sb	Vitesse de recombinaison à la face arrière	-----	( $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$J_a$	Densité de photocourant	-----	( $\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$ )
$J_{cca}$	Densité de photocourant de court-circuit	-----	( $\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$ )
$V_a$	Phototension	-----	(V)
$V_{coa}$	Phototension de circuit ouvert	-----	(V)
$V_T$	Tension thermique	-----	(V)
T	Température absolue	-----	(°K)
C	Capacité de la photopile	-----	(F. $\text{cm}^{-2}$ )
$R_s$	Résistance série	-----	( $\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$ )
$R_{sh}$	Résistance shunt	-----	( $\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$ )
$R_C$	Résistance de charge	-----	( $\Omega$ )
$R_d$	Résistance dynamique	-----	( $\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$ )
$R_p$	Résistance parallèle	-----	( $\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$ )
$Z_a$	Impédance dynamique de la photopile	-----	( $\Omega \cdot \text{cm}^{-2}$ )
$C_1$	Capacité	-----	( $\mu\text{F} \cdot \text{cm}^{-2}$ )
$C_2$	Capacité	-----	( $\mu\text{F} \cdot \text{cm}^{-2}$ )

## INTRODUCTION GENERALE

De nos jours, la maîtrise de l'énergie constitue un atout fondamental pour le développement économique d'un pays. En effet, les contraintes économiques et écologiques poussent à la recherche et à l'optimisation des énergies renouvelables, pour résoudre une partie du problème énergétique mondial.

Ainsi des scientifiques et des industriels orientent leurs recherches vers d'autres sources d'énergie alternatives notamment l'énergie solaire. En effet l'énergie solaire se présente comme une source d'énergie inépuisable, non polluante, disponible, abondante et suffisante pour alimenter la consommation terrestre.

La conversion photovoltaïque est un moyen direct de transformation de l'énergie solaire en énergie électrique. Le dispositif utilisé, est appelé cellule solaire ou photopile constituée de matériaux semi-conducteurs, le plus souvent à base de silicium. La photopile est une diode à jonction (p-n) où règne un champ électrique intense qui sépare les charges photogénérées dans la base par la lumière solaire.

Le rendement modeste et le prix de revient des cellules solaires constituent un obstacle pour une utilisation terrestre à grande échelle de l'énergie photovoltaïque.

Dans le but de contrôler les paramètres électronique et électrique, différentes techniques de caractérisation des cellules solaires, en régime statique ou dynamique ont été élaboré, sont basées sur les mesures des effets optiques [1] ou électriques [2].

Dans ce travail, nous présentons :

Au chapitre I, une étude bibliographique sur les méthodes de caractérisation et de détermination des paramètres électriques d'une photopile.

Au chapitre II, une étude théorique dans la base de la photopile bifaciale sous un éclairement multispectral en modulation de fréquence et sous l'effet d'un champ (ou induction) magnétique, est faite sur la densité des porteurs minoritaires de charges en excès, le photocourant et la phototension. Aussi le photocourant de court-circuit et la phototension en circuit ouvert de la photopile, en fonction de la pulsation et de l'intensité du champ magnétique, sont déterminés.

Au chapitre III, nous allons faire une étude de l'impédance dynamique de la photopile bifaciale. Mais aussi des méthodes de détermination des paramètres électriques, seront proposées.

Et enfin, dans la conclusion, nous présentons quelques perspectives de poursuite de ce travail.

## **CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE**

## INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous présentons quelques études importantes sur les méthodes de détermination des paramètres électriques et de caractérisation des photopiles en régime dynamique. Des modèles de circuits électriques équivalents à une exponentielle et à double exponentielle d'une photopile fonctionnant comme un générateur de puissance, sont présentés afin de déterminer quelques paramètres électriques. Cette étude fera ressortir les principales hypothèses et méthodes utilisées pour la détermination des paramètres électriques de la photopile.

**I.1 Measurement of AC parameters of Gallium Arsenide (GaAs/Ge) solar by Impedance Spectroscopy [3]** (Mesure des paramètres électriques d'une cellule en Arséniure de Gallium « GaAs/Ge », par spectroscopie d'impédance)

Dans cet article, il est proposé une méthode expérimentale de détermination des paramètres électriques. L'étude est faite sur une cellule solaire en Arséniure de Gallium par la méthode d'Impédance spectroscopique.

Les mesures sont réalisées sur une cellule GaAs/Ge de taille (20 x 40 mm), la température de la salle est de 22°C ±1°C. La cellule est polarisée à l'obscurité, la tension de polarisation est comprise entre 0,3V et 0,9V et l'amplitude du signal alternatif est de 10 mV avec une fréquence variant de 1HZ à 60 KHZ.

Le spectre d'impédance obtenue est un demi-cercle (diamètre  $R_p$ ), elle permet de déterminer les paramètres électriques de la cellule ( $R_s, R_p, C$ )

Des observations faites sur cette méthode nous, permettent de dire que lorsque la cellule est en situation de circuit ouvert les demi-cercles ne sont plus parfait.

Les résistances parallèle  $R_p$  qui est un paramètre important de la cellule est la combinaison de deux résistances : la résistance dynamique et la résistance shunt  $R_{sh}$ . En Générale  $R_{sh} \gg R_D$

lorsque ces cellules sont en situation de circuit ouvert, ce qui entraîne que  $R_p = R_D$ .

L'expression de la résistance dynamique est donnée par la relation suivante :

$$R_D = \frac{V_T \cdot \eta}{I} \quad (\text{I-1})$$

$V_T$  la tension thermique

$\eta$  diode factor (facteur d'idéalité)

$I$  le photocourant de la cellule solaire

## I.2 A new characterisation method for Solar Cell dynamic impedance [4]

(Nouvelle méthode de caractérisation d'impédance dynamique d'une cellule solaire)

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

Pour la Nouvelle méthode de caractérisation d'impédance dynamique, on utilise un courant continu modulé d'un petit signal carré au lieu d'un signal sinusoïdal fréquemment utilisé en spectroscopie d'impédance.

Cette méthode nous permet de réduire le matériel expérimental, ainsi simplifiant et rendant plus accessible les mesures de l'impédance.

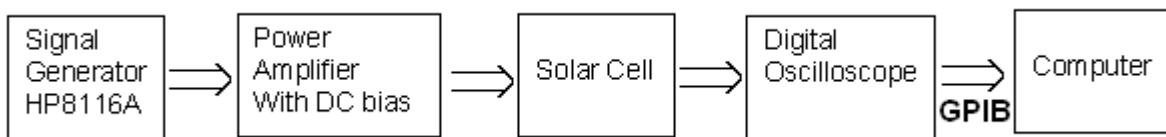
Les mesures sont effectuées sur une cellule en silicium cristalline de surface (10 cm x 10 cm)

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

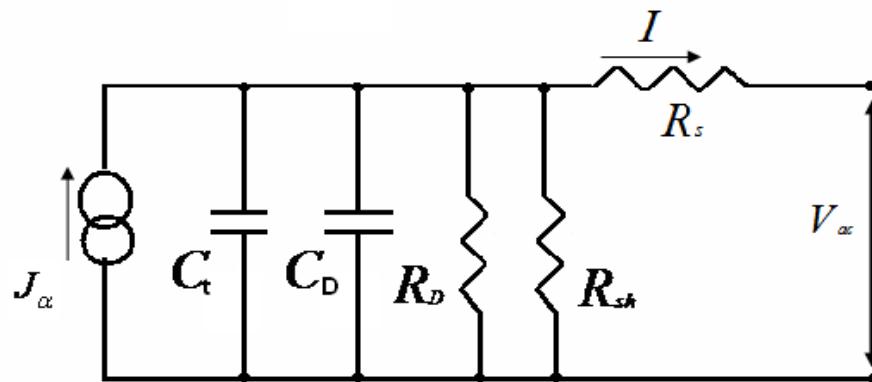
Les courants et les tensions d'entrée et de sortie de la cellule test peuvent être visualisés par un oscilloscope numérique. Les données sont transférées au PC par l'intermédiaire du port de transmission de données de GPIB. L'impédance dynamique de la cellule solaire est calculée par MATLAB en utilisant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

Dispositif expérimental :



**Figure I.1** : 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.2 :** schéma électrique équivalent d'une cellule solaire

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

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

$R_{pv}$  est composant résistif de l'impédance dynamique

$X_{pv}$  est composant réactif 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 d'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 au lieu d'un signal sinusoïdale. Les résultats expérimentaux de la nouvelle méthode donnent des résultats d'impédance comparables aux études précédentes. Cette étude compare deux techniques de mesure basées sur le même

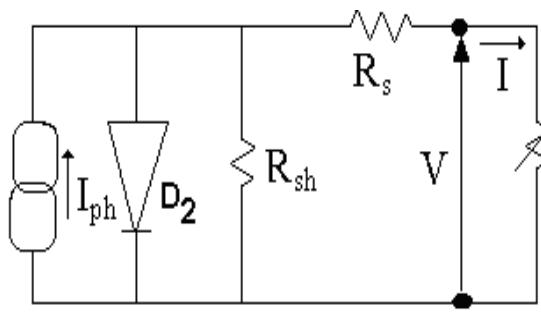
principe, en utilisant un signal entré sinusoïdales et un signal entré carré, plutôt qu'une mesure absolue qui dépend de l'exactitude et de la qualité de l'équipement d'essai.

### I.3 Etude comparative des modèles à une et deux diodes [5]

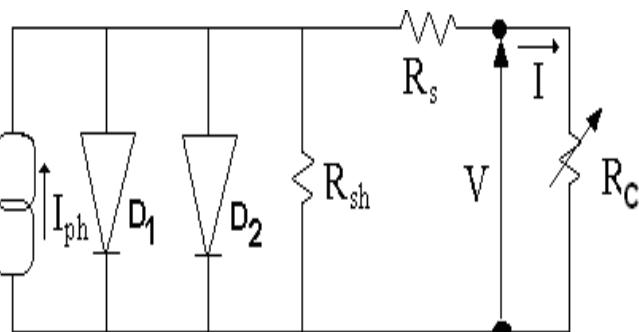
Dans cet article, afin de mieux décrire les paramètres électriques d'une cellule solaire, il est proposé deux modèles de circuits électriques équivalents en régime statique :

- l'un comportant une seule diode modélisant le courant de diffusion de Shockley
- l'autre ayant deux diodes modélisant le courant de Shockley et le courant de recombinaison qui est dû par les centres de pièges dans la zone de charge d'espace.

Les modèles à une diode et à deux diodes sont représentés aux figures I.3 et I.4 respectivement :



**Figure I.3:** Circuit électrique équivalent du modèle à une diode sous éclairage.



**Figure I.4:** Circuit électrique équivalent du modèle à deux diodes sous éclairage.

Où  $I_{ph}$  et  $I$  sont le photocourant et le courant dans le circuit extérieur de la photopile ;  $D_1$ ,  $D_2$  les diodes ;  $R_s$ ,  $R_{sh}$  et  $R_C$  les résistances série, shunt et de charge ;  $V$  la tension aux bornes de  $R_C$ .

En appliquant la loi des nœuds et la des mailles, dans le cas général, on obtient l'expression (I-4) :

$$I = I_{ph} - \frac{V + I \cdot R_s}{R_{sh}} - I_{s1} \cdot \left( \exp \left[ q \cdot \frac{V + I \cdot R_s}{K \cdot T} \right] - 1 \right) - I_{s2} \cdot \left( \exp \left[ q \cdot \frac{V + I \cdot R_s}{A \cdot K \cdot T} \right] - 1 \right) \quad (I-4)$$

avec  $I_{s1}$  et  $I_{s2}$  courants de saturation des diodes 1 et 2 respectivement ;  $A$  le facteur d'idéalité.

La caractéristique  $I-V$  est habituellement décrite par l'équation implicite (I-4)

Pour déterminer les paramètres  $I_{ph}$ ,  $R_s$ ,  $R_{sh}$ ,  $I_{s2}$  et  $A$ , de nombreuses méthodes d'approximation sont proposées.

On peut citer parmi ces méthodes :

- Singal
- Warashima et Ushirokawa
- Aranjo et Sanchez.

La comparaison des résultats avec ceux obtenus par l'analyse numérique, permet de déterminer le domaine expérimental de validité des méthodes.

Ce dispositif expérimental comprend :

- Un APPLE II (ordinateur) qui commande une alimentation et lie deux voltmètres par l'intermédiaire d'un BUS IEEE.

La photopile est fixée sur un bloc de laiton où circule de l'eau à une température  $T$  mesurée par une sonde de platine et un thermomètre digital. On éclaire la photopile avec deux lampes de 100 Watts quartz-halogène à filament de tungstène au travers d'un filtre à eau de 1 cm. La puissance lumineuse est contrôlé par un circuit électronique d'asservissement optique et au moyen d'un filtre spatial à lamelles.

- L'ordinateur commande la mesure de  $M$  points  $[V(N), I(M)]$  tels que  $V(1) > V(M)$  en visualisant la courbe  $I(V)$  en temps réel et permet de caractériser les points remarquables suivants :

$I_{sc}$  et  $R_{sho}$  ;  $V_{oc}$  et  $R_{so}$  ;  $I_{mp}$ ,  $V_{mp}$  et  $R_{mp}$ .

#### - Méthode de SINGAL :

Dans cette méthode, les différentes approximations faites sont :

- l'effet  $R_{sh}$  est négligeable.
- $\exp(V_{oc}/V_{th}) \gg 1$
- $I_{ph} \gg I_s$  et  $I_{sc} = I_{ph}$ .
- $R_s \cdot I_{ph} < V_{oc}/4$ .

De l'équation (I-4), il s'en suit :

$$I_s = I_{sc} \exp\left(-\frac{V_{oc}}{V_{th}}\right) \quad (I-5)$$

$$(R_s)_F = V_{oc} \cdot \frac{[FF - (FF)_{R_s=0}]}{\Delta FF \cdot I_{sc}} \quad (I-6)$$

$$(R_s)_V = V_{oc} \cdot \frac{\left[\frac{V_{mp}}{V_{oc}} - \left(\frac{V_{mp}}{V_{oc}}\right)_{R_s=0}\right]}{\Delta V_{mp} \cdot I_{sc}} \quad (I-7)$$

Où

$$(FF)_{R_s=0} = \left(1 - \frac{1}{u}\right) \cdot \left(1 - \text{Log} \frac{u}{v}\right) \quad (I-8)$$

$$\Delta FF = \left( \frac{V_{oc}}{I_{sc} \cdot R_s} \right) \cdot \left[ FF - (FF)_{R_s=0} = 0 \right] \quad (I-9)$$

$$\Delta FF = - \left[ w^2 \cdot \frac{(u-2)}{u^3} - 2 \cdot v \cdot w \frac{\left(1 - \text{Log} \frac{u}{v}\right)}{u^3} \right] \quad (I-10)$$

$$\left( \frac{V_{mp}}{V_{oc}} \right)_{R_s=0} = 1 - \text{Log} \frac{u}{v} \quad (I-11)$$

$$\Delta V_{mp} = \left( \frac{V_{oc}}{I_{sc} \cdot R_s} \right) \cdot \left[ \frac{V_{mp}}{V_{oc}} - \left( \frac{V_{mp}}{V_{oc}} \right)_{R_s=0} \right] \quad (I-12)$$

$$\Delta V_{mp} = - w \cdot \frac{(u-2)}{u^2} \quad (I-13)$$

avec

$$v = \frac{V_{oc}}{V_{th}} \quad (I-14)$$

$$w = v - \text{Log} v \quad (I-15)$$

$$u = w + 1 \quad (I-16)$$

Ces différentes données sont utilisées dans le programme afin de trouver les valeurs des paramètres  $A$ ,  $R_s$  et  $I_{s2}$ .

#### - Méthode de WARASHINA et USHIROKAWA:

Cette méthode part des conditions aux limites  $V_{oc}$  et  $I_{sc}$  et des considérations suivantes :

- l'effet  $R_{sh}$  est négligeable.
- $I_{sc} = I_{ph}$ .
- $\exp(V_{oc} / V_{th}) \gg \exp(R_s I_{sc} / V_{th})$

De l'équation (I-4), il s'en suit :

$$I_{s2} = I_{sc} \left\{ \exp \left( \frac{V_{oc}}{V_{th}} \right) - \exp \left( \frac{I_{sc} \cdot R_s}{V_{th}} \right) \right\}^{-1} \quad (I-17)$$

$$R(I) = \left( - \frac{dV}{dI} \right) = R_s + \frac{A \cdot K \cdot T}{q \cdot (I_{sc} - I)} \quad (I-18)$$

Les paramètres A et  $R_s$  sont déterminés graphiquement. Ceci permet de calculer le paramètre  $I_{s2}$  en remplaçant  $R_s$  dans l'équation (I-17).

- Méthode de ARAUJO et SANCHEZ:

Dans cette méthode, les auteurs utilisent des variables réduites suivantes :

$$V_{oc} = \frac{V_{oc}}{V_{th}} \quad (I-19)$$

$$V_r = \frac{I_{ph} \cdot R_s}{V_{th}} \quad (I-20)$$

Où  $V_{oc}$  et  $V_r$  sont déterminés à par tir des équations fonctions du point de puissance maximum :

$$V_{oc} = 2 \cdot V_r - \frac{a+1}{\log a} \cdot \log \left( 1 - \frac{I_{mp}}{I_{ph}} \right) - 1 \quad (I-21)$$

$$V_{oc} = \frac{\left\{ a \cdot \log \left( \frac{a}{a+1} \right) - V_r \cdot \left( 1 - \frac{a}{a+1} \right) \right\}}{\left( 1 - \frac{V_{mp}}{V_{oc}} \right)} \quad (I-22)$$

Avec

$$a = \frac{V_{oc}}{V_{th}} + 1 - \frac{2 \cdot R_s \cdot I_{ph}}{V_{th}} \quad (I-23)$$

L'intersection des droites représentant les équations (I-21) et (I-22), donne la solution graphique ( $V_r, V_{oc}$ ) d'où les paramètres A et  $R_s$  sont déduits, et que  $I_{s2}$  est obtenu à partir de la relation suivante :

$$I_{s2} = I_{ph} \exp \left( - \frac{V_{oc}}{V_{th}} \right) \quad (I-24)$$

Ainsi les résultats obtenus sont comparés à ceux présentés en utilisant le modèle à une exponentielle ou le modèle à deux exponentielles.

### **Modèle à une exponentielle**

Les variations de A et de  $R_s$  sont représentées pour des mesures effectuées à la température de 30°C et sous éclairement variable de 0,3AM1 à 1,5AM1. Ici, on note que le résultat obtenu avec la méthode de WARASHNA et USHIROKAWA, est distinct des autres pour les faibles éclairages. Par contre, la méthode de l'analyse numérique donne un résultat similaire à ceux obtenus par les trois méthodes ci-dessus citées.

L'efficacité d'une méthode, peut évaluer grâce la moyenne quadratique des distances entre les points expérimentaux et la courbe théorique correspondant aux paramètres du circuit équivalent calculés. Les valeurs fortes de la moyenne quadratique à faible éclairement, montre un désaccord entre l'expérience et le résultat calculé pour le modèle à une exponentielle. Cet écart peut être attribué soit au fonctionnement de la photopile ou à la méthode de calcul.

### **Modèle à deux exponentielles**

La résolution numérique de l'équation (I-4) par CHARLES et AL, permet d'obtenir cinq paramètres et on peut noter que la valeur de la résistance  $R_s$  ne semble pas varier avec l'éclairement, ni aussi  $I_{s1}$  et  $I_{s2}$ .

Les valeurs obtenues par la moyenne quadratique sont plus faibles que celles du modèle à une exponentielle : elles se rapprochent des points théoriques de l'équation à deux exponentielles. Ainsi, le fonctionnement de la photopile met en œuvre un courant de diffusion et un courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

Differentes méthodes d'approximation de calculs des paramètres électriques d'une photopile, sont présentées. Les mesures théoriques et expérimentales ont une très large gamme de différence pour le modèle à une diode, par contre pour le modèle à deux diodes, les mesures se rapprochent. Ceci permet de dire que le modèle à deux exponentielles est plus approprié pour décrire de la photopile au silicium en situation réelle.

## **I.4 Sample Thickness Dependence Of Minority Carrier Lifetime [6]**

### **- Frequency Dependence Of Photocurrent:**

Quand on applique un faisceau de photons de fréquence  $f$  (fréquence angulaire  $\omega = 2\pi f$ ), la densité de photocourant alternatif  $J_p(\omega)$  apparaît et une phototension  $V_{ph}(\omega)$  induite apparaît aussi.

Les courbes du logarithme du module  $|V_{ph}(\omega)|$  et de  $|J_{ph}(\omega)|$  en fonction du logarithme de la fréquence  $f$ , donne chacune deux droites dont le point d'intersection est la fréquence de coupure  $f_k$  de la jonction.

Lorsque le photocourant  $J_p(\omega)$  domine, on peut remplacer  $L_p$  par la longueur de diffusion complexe  $L_p(\omega)$  dans l'expression (I-89) avec  $L_p(\omega) = \frac{L_p}{1 + j\omega \cdot \tau_p}$ . La fréquence de flexion  $f_k$  du point coude peut être exprimée, en utilisant la relation  $\omega_k \tau_p = 1$  quand l'épaisseur de l'échantillon est très supérieure à  $L_p$ . D'où on peut obtenir la durée de vie des porteurs minoritaires par l'expression (I-90) :

$$\tau_p = \frac{1}{2\pi \cdot f_k} \quad (I-90)$$

## CONCLUSION

Dans cette étude bibliographique que nous venons de réaliser, des méthodes expérimentales de détermination des paramètres électriques en régime dynamique ont été proposées. Ces méthodes de détermination des paramètres électriques sont basées sur spectroscopie d'impédance.

Nous allons faire une étude théorique de la base d'une photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel et dans un champ magnétique.

Aussi, nous allons procéder à la détermination les paramètres électriques de la photopile. Et enfin une étude de l'évolution des paramètres électriques en fonction de l'intensité du champ magnétique et de la fréquence de modulation sera faite.

**Chapitre II : Etude théorique d'une photopile bifaciale en régime dynamique fréquentiel et sous l'effet d'un champ magnétique constant**

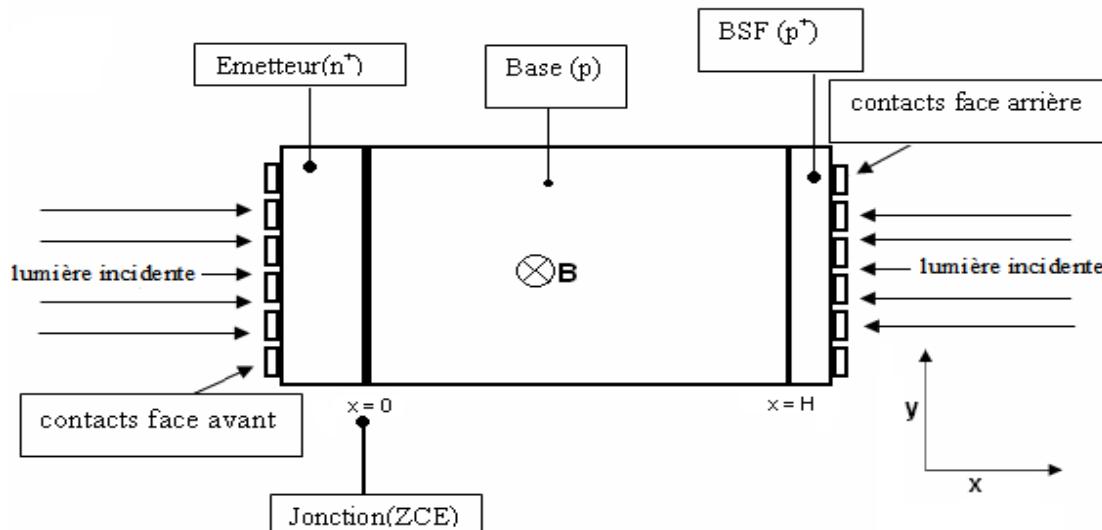
## INTRODUCTION

Dans ce chapitre, une étude théorique sur une photopile bifaciale placée dans un champ magnétique et éclairée par une lumière blanche, en régime dynamique fréquentiel, est faite. Cette photopile est éclairée par l'émetteur, puis par l'arrière et enfin simultanément par les deux faces.

### II-1 Equation de continuité et densité des porteurs minoritaires

#### II- 1-1 Description d'une photopile bifaciale au silicium

Une photopile bifaciale au silicium de type n<sup>+</sup>-p-p<sup>+</sup> [8] dont la structure est présentée à la figure II.1 :



**Figure II.1 : Photopile bifaciale à une dimension**

**B** représente le champ magnétique appliqué à la photopile.

Cette photopile comprend quatre parties essentielles :

- **l'émetteur de type (n<sup>+</sup>)** : l'épaisseur est faible (0.5 à 1μm), elle est fortement dopée en atomes donneurs ( $10^{17}$  à  $10^{19}$  cm<sup>-3</sup>) et recouverte d'une grille métallique qui permet de collecter les charges électriques photocréées.
- **La zone de charge d'espace** : cette zone est caractérisée par un champ électrique intense qui sépare les paires électron-trou qui arrivent à la jonction.
- **La base de type (p)** : elle est de grande dimension (300 à 400 μm) et peu dopée en atomes accepteurs ( $10^{15}$  à  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>). C'est la zone de prédominance des phénomènes de génération, diffusion et recombinaison.

**- Le BSF (back surface Field)** : c'est la zone située en face arrière de la base, surdopée en atomes accepteurs ( $p^+$ ) ( $10^{17}$  à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) par rapport à la base et crée un champ électrique arrière qui renvoie vers la jonction les porteurs minoritaires photocrées près de la face arrière.

Dans le cadre de notre étude, nous ferons les approximations suivantes :

- la contribution de l'émetteur au photocourant sera négligée par rapport à celle de la base [8].
- le champ cristallin sera négligé au niveau de la base de la photopile, seule le champ électrique à la jonction sera pris en compte [9].
- On va utiliser un modèle mathématique unidimensionnel, la jonction de la photopile sera prise comme origine ( $x=0$ ).

### II-1-2 Equation de continuité

L'équation de continuité des porteurs minoritaires de charge dans la base en régime dynamique fréquentiel est de la forme:

$$D_n^* \cdot \frac{\partial^2 \delta_\alpha(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\delta_\alpha(x, t)}{\tau} = -G_\alpha(x, t) + \frac{\partial \delta_\alpha(x, t)}{\partial t} \quad (\text{II-1})$$

Où

- $\delta_\alpha(x, t)$  est la densité des électrons générés dans la base
- $G_\alpha(x, t)$  est le taux de génération en lumière blanche des porteurs de charge en excès en fonction de la profondeur de la base et de la fréquence de modulation
- $D_n^*$  est le coefficient de diffusion
- $\tau$  est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires de charge

La solution de l'équation de continuité s'écrit sous la forme suivante [10, 11, 12] :

$$\delta_\alpha(x, t) = \delta_\alpha(x) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{II-2})$$

Où  $\delta_\alpha(z)$  la composante spatiale du taux de génération et  $e^{i\omega t}$  la composante temporelle.

L'expression du taux de génération en lumière blanche des porteurs minoritaires de charge s'écrit [10,12, 13,14] :

$$G_\alpha(x, t) = g_\alpha(x) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{II-3})$$

Où  $g_\alpha(z)$  la composante spatiale du taux de génération et  $e^{i\omega t}$  la composante temporelle.

$$g_\alpha(x) = n \sum_{k=1}^3 a_k \cdot \left[ \varepsilon \cdot e^{-b_k \cdot x} + \gamma \cdot e^{b_k \cdot (H-x)} \right] \quad (\text{II-4})$$

Les termes  $a_k$  et  $b_k$  sont des coefficients tabulés à l'éclairement solaire sous AM 1,5.

$n$  étant le nombre de soleil, il traduit le niveau d'éclairement de la photopile. Le nombre de soleil est obtenu en faisant le rapport entre la puissance incidente réelle et la puissance de référence pour un spectre lumineux donne.

Le tableau ci-dessous nous donne les valeurs de  $a_k$  et  $b_k$  sous AM 1,5.

**Tableau II.1 :** valeurs tabulés du rayonnement solaire sous AM=1,5

$a_k$ (cm <sup>-3</sup> .s <sup>-1</sup> )	$b_k$ (cm <sup>-1</sup> )
$6,13 \cdot 10^{20}$	$6630$
$0,54 \cdot 10^{20}$	$1000$
$0,0991 \cdot 10^{20}$	$130$

H est la profondeur de la base

$\alpha$ ,  $\varepsilon$  et  $\gamma$  paramètres définis à partir du mode d'éclairement comme indiqué au tableau ci-après :

**Tableau II.2 :** valeurs des paramètres  $\alpha$ ,  $\varepsilon$  et  $\gamma$  pour les différents modes d'éclairages de la photopile

Mode d'éclairement	$\alpha$	$\varepsilon$	$\gamma$
Face avant	1	1	0
Face arrière	2	0	1
Simultané	3	1	1

En remplaçant les expressions (II-2) et (II-3) dans l'expression (II-1) on obtient une nouvelle équation de continuité :

$$\frac{\partial^2 \delta_\alpha(x)}{\partial x^2} - \left( \frac{1}{L_n^*} \right)^2 (1 + i \cdot \omega \cdot \tau) \cdot \delta_\alpha(x) = - \frac{g_\alpha(x)}{D_n^*} \quad (\text{II-5})$$

$$\left(\frac{L_c^*}{L_n^*}\right)^2 = \left(\frac{1}{\frac{L_n^*}{L_c^*}}\right)^2 (1 + i \cdot \omega \cdot \tau) \quad (\text{II-6})$$

avec

- $L_n^*$  est la longueur de diffusion en fonction de la fréquence de modulation et de l'intensité du champ magnétique appliqué
- $L_c^*$  est la longueur de diffusion complexe en fonction de la fréquence de modulation et de l'intensité du champ magnétique appliqué

### II- 1-3 Solution de l'équation de continuité et conditions aux limites

La résolution de l'équation (II-5) donne la distribution de la densité de porteurs minoritaires en excès en fonction de la profondeur de la base, de la fréquence de modulation et de l'intensité du champ magnétique. La densité des porteurs minoritaire est par l'expression (II-7) :

$$\delta_\alpha(x, \omega, B) = \left( A_\alpha \cdot \cosh\left(\frac{x}{L_c^*}\right) + C_\alpha \cdot \sinh\left(\frac{x}{L_c^*}\right) - \sum_{k=1}^3 \beta_k \left[ \varepsilon \cdot e^{-b_k \cdot x} + \gamma \cdot e^{-b_k \cdot (H-x)} \right] \right) \quad (\text{II-7})$$

$$\text{avec } \beta_k = \frac{n \cdot \left(\frac{L_c^*}{L_n^*}\right)^2 \cdot a_k}{D(\omega, B) \cdot \left(\left(\frac{L_c^*}{L_n^*}\right)^2 \cdot b_k^2 - 1\right)}$$

Où les constantes  $A_\alpha$  et  $C_\alpha$  sont déterminées par les conditions aux limites suivantes :

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

$$D_n^* \cdot \left( \frac{\partial \delta_\alpha(x, \omega, B)}{\partial x} \right)_{x=0} = Sf_\alpha \cdot \left( \delta_\alpha(x, \omega, B) \right)_{x=0} \quad (\text{II-8})$$

- A la face arrière ( $x = H$ ):

$$D_n^* \cdot \left( \frac{\partial \delta_\alpha(x, \omega, B)}{\partial x} \right)_{x=H} = -Sb_\alpha \cdot (\delta_\alpha(x, \omega, B))_{x=H} \quad (\text{II-9})$$

où

- $Sf_\alpha$  est la vitesse de recombinaison à la jonction de la photopile
- $Sb_\alpha$  est la vitesse de recombinaison en face arrière de la photopile
- $H$  est l'épaisseur de la base de la photopile

Connaissant l'expression de la densité de porteur minoritaire, nous pouvons déterminer respectivement la densité du photocourant en utilisant la loi de **FICK** et la phototension en utilisant la relation de **BOLTZMANN**.

## II-2 Densité du photocourant

La densité de photocourant est obtenue en résolvant l'équation de transport des porteurs minoritaire donnée par l'expression (II-10)

$$J_\alpha(\omega, B) = q \cdot D_n^* \cdot \left( \frac{\partial \delta_\alpha(x, \omega, B)}{\partial x} \right)_{x=0} \quad (\text{II-10})$$

- $q$  désigne la charge élémentaire de l'électron.

## II-3 Photocourant de court circuit

Le photocourant de court-circuit est obtenu à partir de l'expression du photocourant (II-10) en faisant tendre la vitesse de recombinaison à la jonction  $Sf_\alpha$  vers une limite est très grande [15].

$$\begin{aligned} J_\alpha(\omega, B) &\rightarrow J_{cc\alpha}(\omega, B) \\ Sf_\alpha &> 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{II-11})$$

## II-4 Phototension

D'après la relation de **BOLTZMANN**, la phototension est donnée par l'expression (II-10) :

$$V_\alpha(\omega, B) = V_T \cdot \ln \left( \frac{Nb}{n_i^2} \cdot \delta_\alpha(0, \omega, B) + 1 \right) \quad (\text{II-12})$$

$$V_T = \frac{kT}{q} \quad (\text{II-13})$$

avec

- $V_T$  la tension thermique
- $T$  la température absolue à l'équilibre thermique
- $q$  la charge élémentaire de l'électron

## II-5 Phototension de circuit ouvert

La phototension de circuit ouvert est obtenue à partir de l'expression (II-12) en faisant tendre la vitesse de recombinaison à la jonction  $Sf_\alpha$  tend vers zéro [15].

$$\begin{aligned} V_\alpha(\omega, B) &\rightarrow V_{co\alpha}(\omega, B) \\ Sf_\alpha &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad (\text{II-14})$$

## Conclusion

Une étude de la photopile bifaciale, en modulation de fréquence et sous l'effet d'un magnétique appliqué, a été faite. Au cours de cette étude les expressions des densités de porteurs minoritaires, du photocourant de court circuit et de la phototension de circuit ouvert ont été établies.

Au chapitre suivant, nous allons procéder à la détermination des paramètres électriques d'une photopile en se basant sur la méthode de la spectroscopie d'impédance.

Mais aussi nous allons proposer des modèles de circuits électriques équivalents d'une photopile.

**Chapitre III : Détermination des paramètres électriques d'une photopile bifaciale au silicium**

## INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la détermination des paramètres électriques de la photopile bifaciale éclairée par une lumière multispectrale en modulation de fréquence, en utilisant la méthode de la spectroscopie d'impédance. Nous proposerons également des techniques de détermination des paramètres électriques. Nous étudierons aussi l'effet d'un champ magnétique appliqué constant sur les paramètres électriques de cette photopile bifaciale.

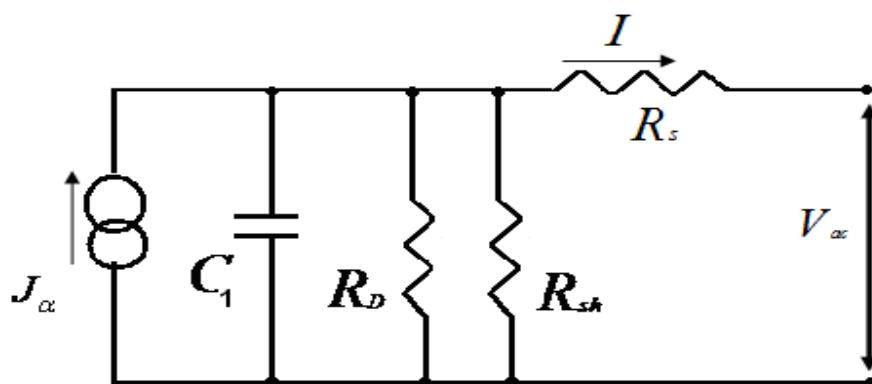
### III-1 Schémas électriques équivalents d'une photopile

Afin de pouvoir déterminer les paramètres électriques (résistances série et shunt, l'inductance, la capacité) en vue d'un contrôle de la qualité d'une photopile, bons nombres de modèles de circuits électriques équivalents de la photopile ont été proposés. Nous allons, tout d'abord, présenter un modèle à exponentielle simple ou à une diode et ensuite un modèle à double exponentielle ou à deux diodes [5].

Le modèle à une diode, est une forme de représentation schématique d'une photopile en circuit électrique où l'on considère que la photopile est un générateur de courant avec ses différents éléments électriques placés dans un circuit caractérisant ainsi les phénomènes de résistivité, de fuite, de conductance, de capacitance .

Dans ce modèle à une diode, les effets capacitatifs de la zone de charge d'espace peuvent être mis en exergue en remplaçant la diode par une capacité de diffusion, une capacité de transition et une résistance en parallèle.

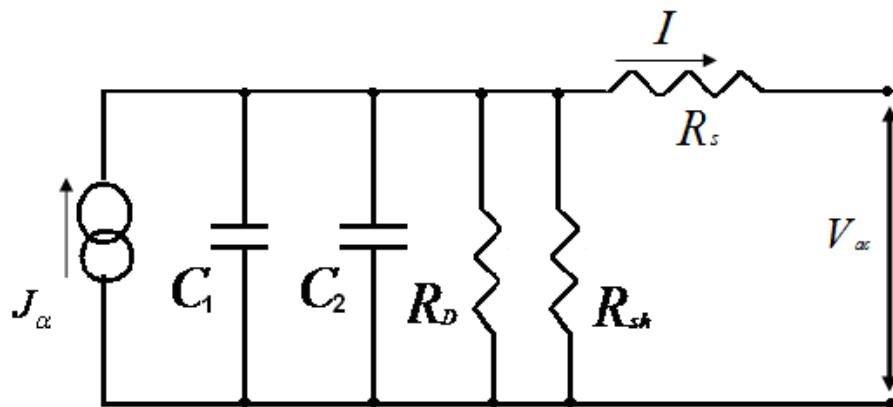
Le modèle électrique à une diode en régime dynamique est représenté à la figure III.1 [4] :



**Figure III.1** : circuit équivalent du modèle à une diode

Dans le modèle à deux diode, la diode modélisant les phénomènes de diffusion est remplacée par une capacité de diffusion, une capacité de transition et une résistance en parallèle et la diode modélisant les centres de recombinaison est remplacée par une autre résistance dynamique et une capacité de diffusion issues des centres de recombinaison.

Le modèle électrique à deux diodes en régime dynamique est représenté sur la figure III.2 :



**Figure III.2** : circuit équivalent du modèle à deux diodes

- $C_1$  est somme de  $C_D$  et  $C_T$
- $C_D$  est la Capacité de diffusion de la zone de charge d'espace.
- $C_T$  est la Capacité de transition.
- $C_2$  est capacité due aux centres recombinaisons dans la zone de charge d'espace
- $R_{sh}$  et  $R_D$  sont des résistances qui modélisent les courants de fuite existant au bord de la structure et l'ensemble des défauts au voisinage de la zone de charge d'espace (dislocation, joints de grains)

### III-2 Impédance dynamique

L'impédance dynamique de notre modèle électrique est donnée par l'équation ci-dessous [16] :

$$Z_\alpha(\omega, B) = \frac{V_{co\alpha}(\omega, B)}{J_{cc\alpha}(\omega, B)} \quad (\text{III-1})$$

Mais aussi l'expression de l'impédance dynamique est donnée à l'équation (III-2) [4] :

$$Z = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot (R_{Sh} + R_D)}{\left( R_{Sh} + R_D \right)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} - \frac{i \cdot \omega \cdot (R_{Sh} \cdot R_D)^2 \cdot C}{\left( R_{Sh} + R_D \right)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} \quad (\text{III-2})$$

La capacité équivalente de la photopile est donnée à l'équation (III-6) :

$$C = C_D + C_T \quad (\text{III-6})$$

$R_p$  représente la résistance équivalente de la résistance shunt et de la résistance dynamique d'une photopile et son expression est donné à l'équation (III-7)

$$R_p = \frac{R_{sh} \cdot R_D}{(R_{sh} + R_D)} \quad (\text{III-7})$$

Dans les paragraphes qui suivent, nous nous intéresserons aux méthodes de détermination des paramètres électriques, en utilisant la représentation de Nyquist et les diagrammes de Bode de l'impédance dynamique. L'effet d'un champ magnétique appliqué sur les paramètres électriques de la photopile sera aussi étudier.

### III-3 Représentation de Nyquist

Le diagramme de Nyquist [17] est la représentation de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle de la fonction complexe  $Z_\alpha(\omega, B)$ . On reporte dans le complexe la partie réelle selon l'axe horizontal et la partie imaginaire selon l'axe vertical.

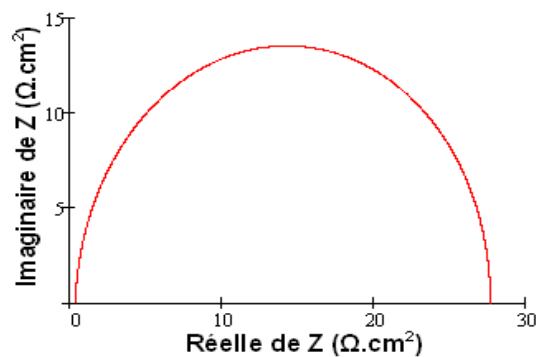
$$\text{Im}(Z_\alpha(\omega, B)) = f((\text{Re } Z_\alpha(\omega, B))) \quad (\text{III-8})$$

Une étude du diagramme de Nyquist nous permet de déterminer la résistance série et la résistance parallèle.

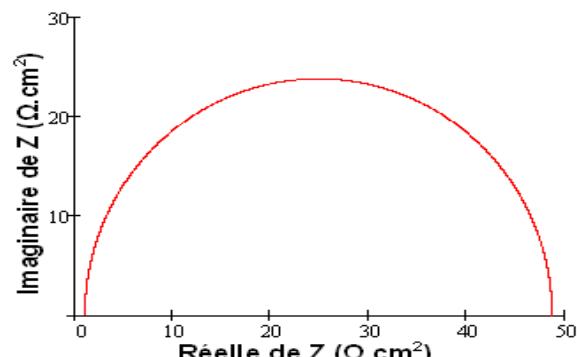
Pour les photopiles de bonne qualité, il faut noter que la résistance série est faible, mais aussi la résistance parallèle est élevée [18].

#### III-3.1 Éclairement par la face avant de la photopile

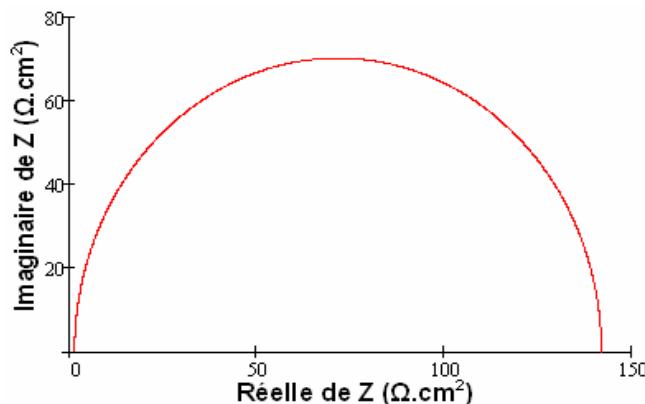
La représentation de Nyquist de l'impédance dynamique pour un éclairement par la face avant de la photopile pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué est donnée aux figures III.3 a ; III.3 b et III.3 c.



**Figure III.3 a:** Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance pour un éclairement par face avant de la photopile  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $AM=1,5$ ;  $B=0 \text{ T}$



**Figure III.3 b:** Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance pour un éclairement par face avant de la photopile  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $AM=1,5$ ;  $B=10^{-5}\text{T}$



**Figure III.3 c:** Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance pour un éclairement par face avant de la photopile  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $AM=1,5$ ;  $B=10^{-4}\text{T}$

Nous obtenons des demi-cercles de centre  $\left( \frac{R_p}{2} + R_s, 0 \right)$  et de rayon  $\left( \frac{R_p}{2} \right)$  en variant la

pulsation de ses valeurs les plus basses aux plus hautes. 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  $\frac{R_p}{2}$

et la partie réelle est égale  $\frac{R_p}{2} + R_s$ , 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 la résistance série et la composante imaginaire de l'impédance tend vers zéro.

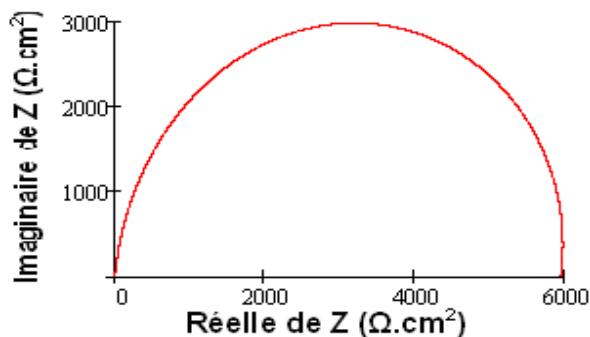
On constate que pour les grandes valeurs de la pulsation la photopile a un comportement ohmique du fait que son impédance se résume seulement à sa partie résistive.

On observe lorsque l'intensité du champ magnétique appliqué augmente, la résistance série et la résistance parallèle augmentent. Par conséquent, l'action du champ magnétique conduit à une diminution des fuites de courant et à une augmentation des pertes ohmiques d'une photopile. Ainsi on peut dire une augmentation du champ magnétique conduit à une diminution des courants de fuites au niveau de la jonction, par contre il augmente le comportement ohmique de la photopile.

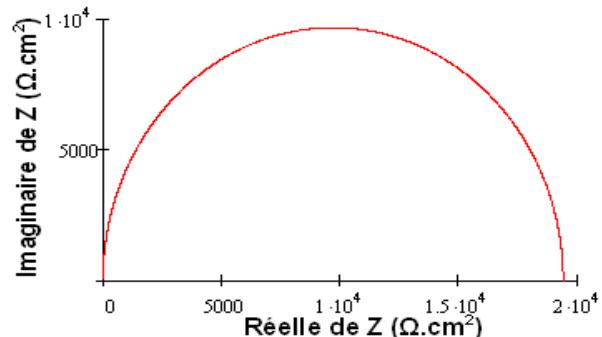
En effet des études qui ont été menées sur la vitesse de recombinaison  $Sb$  montrent que cette dernière décroît avec le champ magnétique [19]. Mais aussi ces études ont montré de faible recombinaison en surface de la photopile avec le champ magnétique, cependant on observe une augmentation des recombinaisons en volume.

### III-3.2 Éclairement par la face arrière de la photopile

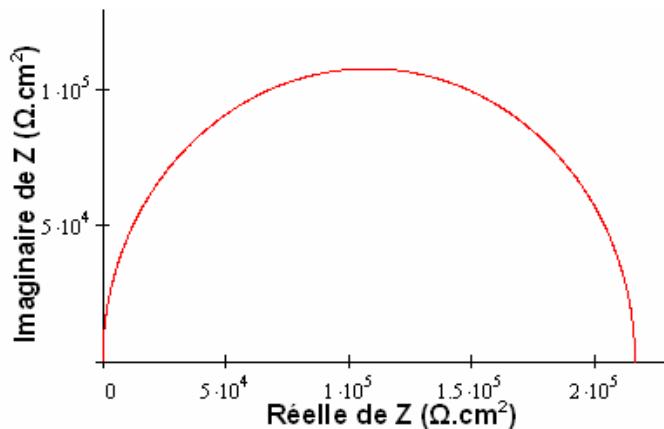
La représentation de Nyquist de l'impédance dynamique pour un éclairement par la face arrière avant de la photopile pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué est donnée aux figures III.4 a ; III.4 b et III.4 c.



**Figure III.4 a:** Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance pour un éclairage par face arrière de la photopile  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $AM=1,5$ ;  $B=0 \text{ T}$



**Figure III.4 b:** Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance pour un éclairage par face arrière de la photopile  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $AM=1,5$ ;  $B=10^{-5} \text{ T}$

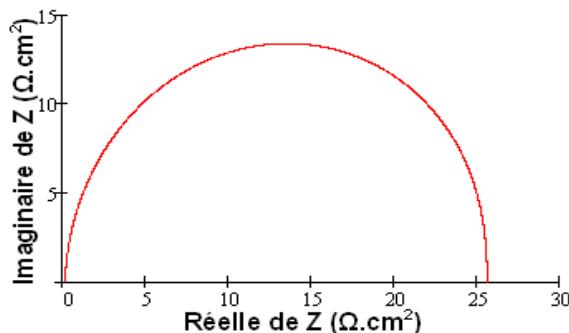


**Figure III.4 c:** Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance pour un éclairage par face arrière de la photopile  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $AM=1,5$ ;  $B=10^{-4} \text{ T}$

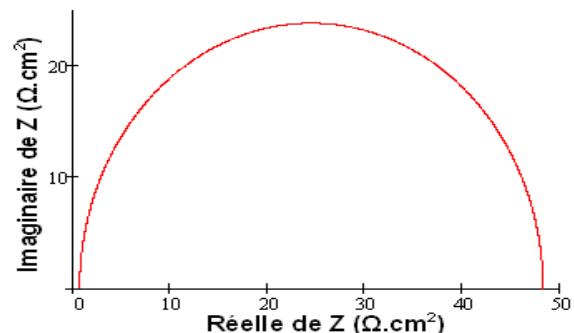
Les figures (III.4 (a) ; III.4 (b) et III.4 (c)) présentent aussi les mêmes allures que celles observées sur les figures III.3. Mais, il faut noter dans ce cas que les valeurs de la résistance séries et de la résistance parallèle sont très grandes comparé au mode d'éclairage par la face avant de la photopile.

### III-3.3 Éclairage simultané des deux faces de la photopile

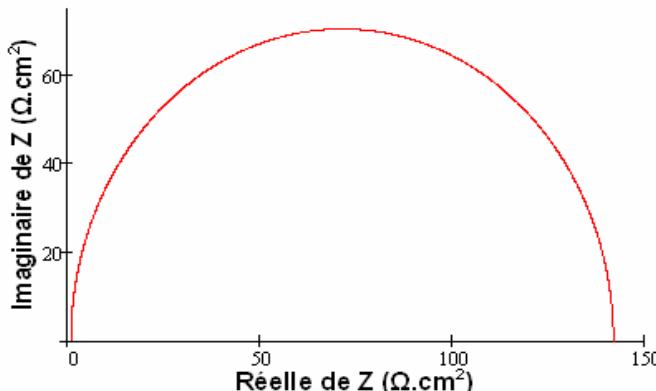
La représentation de Nyquist pour un éclairage simultané des deux faces de la photopile sous un champ magnétique est donnée aux figures III.5 a ; III.5 b et III.5 c.



**Figure III.5 a:** Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance pour un éclairement simultané des deux faces de la photopile  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $1,5\text{AM}$ ;  $B=0 \text{ T}$



**Figure III.5 b:** Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance pour un éclairement simultané des deux faces de la photopile  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $1,5\text{AM}$ ;  $B=10^{-5} \text{ T}$



**Figure III.5 b:** Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de l'impédance pour un éclairement simultané des deux faces de la photopile  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $1,5\text{AM}$ ;  $B=10^{-4} \text{ T}$

Les figures (III.5 (a) ; III.5 (b) et III.5 (c)) présentent aussi les mêmes allures que celles observées sur les figures III.3. On remarque que les valeurs de la résistance série et de la résistance parallèle sont plus faibles par rapport à celles obtenues lors des autres modes d'éclairement.

Les tableaux ci-dessous donnent les valeurs des résistances série et parallèle en fonction de l'intensité du champ magnétique pour les différents modes d'éclairement.

**Tableau (III.1) :** Résistance série et résistance parallèle d'une photopile sans l'action d'un champ magnétique appliqué ( $B=0T$ )

<b><math>B= 0T</math></b>		
$\alpha$	$R_s (\Omega.cm^2)$	$R_p (\Omega.cm^2)$
1	0,46	27,22
2	19,62	5954,38
3	0,25	22,39

**Tableau (III.2) :** Résistance série et résistance parallèle d'une photopile sous l'effet d'un champ magnétique appliqué ( $B= 10^{-5}T$ )

<b><math>B= 10^{-5}T</math></b>		
$\alpha$	$R_s (\Omega.cm^2)$	$R_p (\Omega.cm^2)$
1	1,17	47,70
2	21,77	19418,23
3	0,81	47,60

**Tableau (III.3) :** Résistance série et résistance parallèle d'une photopile sous l'effet d'un champ magnétique appliqué ( $B= 10^{-4}T$ )

<b><math>B= 10^{-4}T</math></b>		
$\alpha$	$R_s (\Omega.cm^2)$	$R_p (\Omega.cm^2)$
1	1,67	140,66
2	22,632	108092.37
3	1,27	140,61

L'analyse des résultats de ces tableaux, montre que lorsque le champ magnétique varie entre 0 et  $10^{-4}$ Tesla les résistances (série, parallèle) d'une photopile augmentent. On note sur l'ensemble de ces tableaux que les valeurs des résistances pour un éclairage simultané des deux faces sont un peu plus faibles que celles obtenues par un éclairage par la face. Par conséquent une partie du surplus de porteurs photocréés par l'éclairage par la face arrière ne traverse pas la zone de charge d'espace pour participer au photocourant.

Grâce à la représentation de Nyquist, on a pu déterminer la résistance série et la résistance parallèle d'une photopile. Dans le paragraphe suivant nous allons déterminer la capacité de la photopile à partir du diagramme de Bode après avoir déterminé la pulsation de coupure ( $\omega_c$ ).

#### III-4 Diagramme de Bode

Le diagramme de Bode [17] est une méthode mise au point pour simplifier l'obtention des tracés de réponse en fréquence.

Il s'agit, dans notre travail d'adapter le concept de Bode aux tracés de l'amplitude de l'impédance de la photopile (en décibels) et de la phase de l'impédance (en degré) en fonction du logarithme de la fréquence angulaire.

$$A_{dB}(\omega, B) = 20 \cdot \log(|Z_\alpha(\omega, B)|) \quad (\text{III-9})$$

$A_{dB}(\omega, B)$  représente l'amplitude de l'impédance

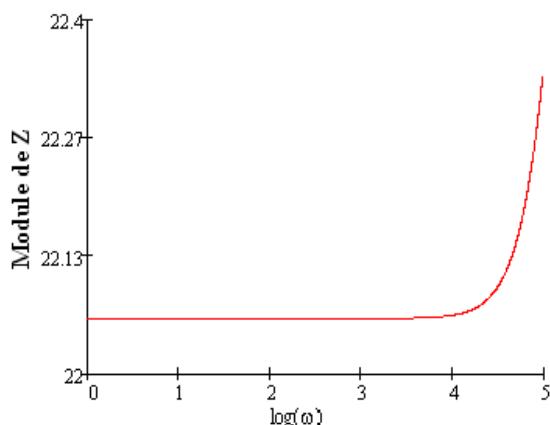
$$\phi(\omega, B) = \arg(Z_\alpha(\omega, B)) \quad (\text{III-10})$$

$\phi(\omega, B)$  la phase de l'impédance

##### III-4.1 Diagramme de Bode du module de l'impédance

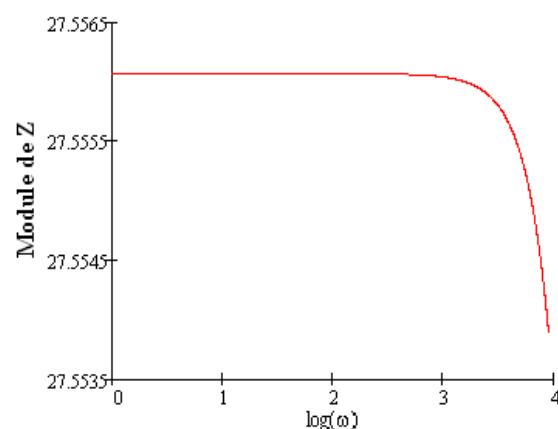
###### III-4.1.1 Éclairage par la face avant

Le diagramme de Bode du module de l'impédance pour un éclairage par la face avant de la photopile sous un champ magnétique est donné aux figures III.6 a ; III.6 b et III.6 c.



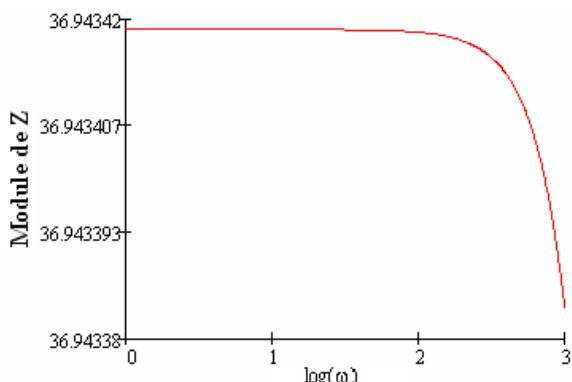
**Figure III.6 a:** Module de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$  pour un éclairement par la face avant

$S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $AM=1,5$ ;  $B=0 \text{ T}$



**Figure III.6 b:** Module de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$  pour un éclairement par la face avant

$S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $AM=1,5$ ;  $B=10^{-5} \text{ T}$



**Figure III.6 c:** Module de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$  pour un éclairement par la face avant

$S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H=0,03\text{cm}$ ;  $AM=1,5$ ;  $B=10^{-4} \text{ T}$

L'analyse des courbes montre que :

Lorsqu'on est sans champ magnétique applique (figure III.6 a) :

Pour les fréquences angulaires comprises dans l'intervalle  $0 < \omega < \omega_c$ , le module de l'impédance est indépendant de la fréquence.

Pour les valeurs de la pulsation telle que  $\omega > \omega_c$  le module de l'impédance croît avec la fréquence angulaire.

Pour un champ magnétique différent de zéro (figure III.6 b ; figure III.6 c)

Pour les fréquences angulaires comprises dans l'intervalle  $0 < \omega < \omega_c$ , le module de l'impédance est indépendant de la fréquence.

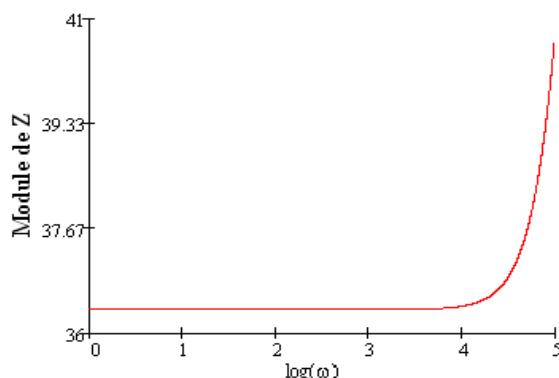
Pour les valeurs de la pulsation telle que  $\omega > \omega_c$  le module de l'impédance décroît avec la pulsation.

Le comportement du module d'impédance en fonction du logarithme de fréquence est comme celle qui a observé dans des filtres électroniques

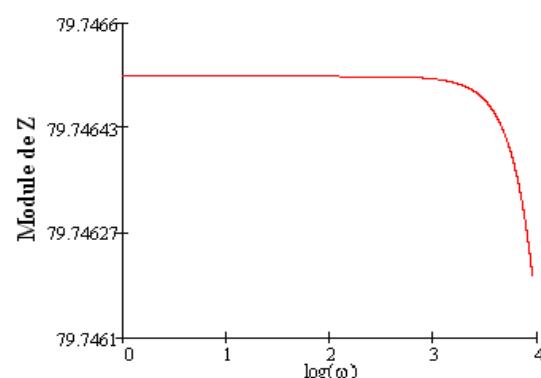
L'intersection des prolongements de chacune des deux parties linéaires de la courbe permet d'obtenir la fréquence angulaire de coupure  $\omega_c$ .

### III-4.1.2 Éclairement par la face arrière

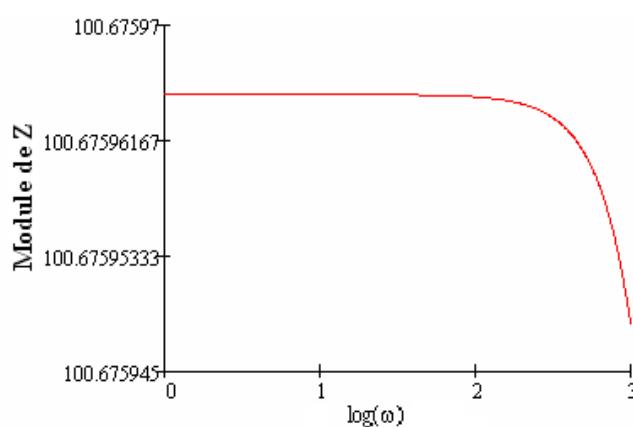
Le diagramme de Bode du module pour un éclairement par la face arrière de la photopile sous un champ magnétique est donné aux figures III.7 a ; III.7 b et III.7 c.



**Figure III.7 a:** Module de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$  pour un éclairement par la face arrière  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}; H=0,03\text{cm}; AM=1,5; B=0 \text{ T}$



**Figure III.7 b:** Module de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$  pour un éclairement par la face arrière  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}; H=0,03\text{cm}; AM=1,5; B=10^{-5} \text{ T}$

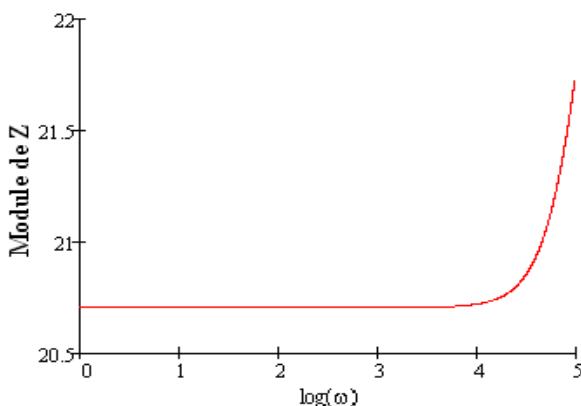


**Figure III.7:** Module de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$  pour un éclairement par la face arrière  
 $S_b = 3000 \text{ cm/s}; H=0,03\text{cm}; AM=1,5; B=10^{-4} \text{ T}$

Les figures (III.7 (a) ; III.7 (b) et III.7 (c)) présentent aussi les mêmes allures que celles observées sur les figures III.6. Mais, il faut noter dans ce cas que les valeurs du module de l'impédance sont très grandes comparé au mode d'éclairement par face avant de la photopile.

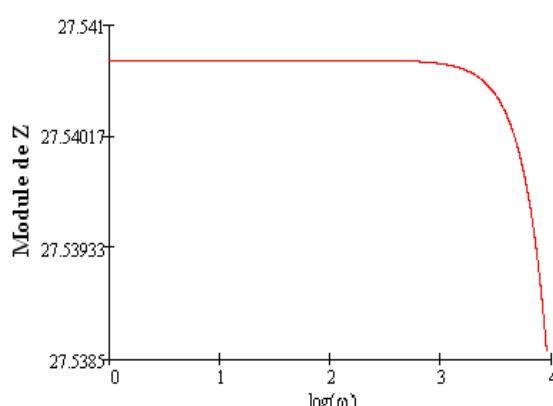
### III-4.1.3 Éclairement simultané des deux faces

Le diagramme de Bode du module pour un éclairement simultané des deux faces de la photopile sous un champ magnétique est donné aux figures III.8 a ; III.8 b et III.8 c.



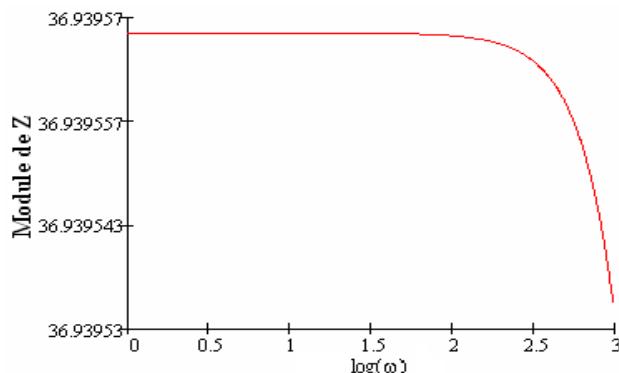
**Figure III-8 a:** Module de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$  pour un éclairement simultané des deux faces

$S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H = 0,03\text{cm}$ ;  $AM = 1,5$ ;  $B = 0 \text{ T}$



**Figure III-8 b:** Module de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$  pour un éclairement simultané des deux faces

$S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H = 0,03\text{cm}$ ;  $AM = 1,5$ ;  $B = 10^{-5} \text{ T}$



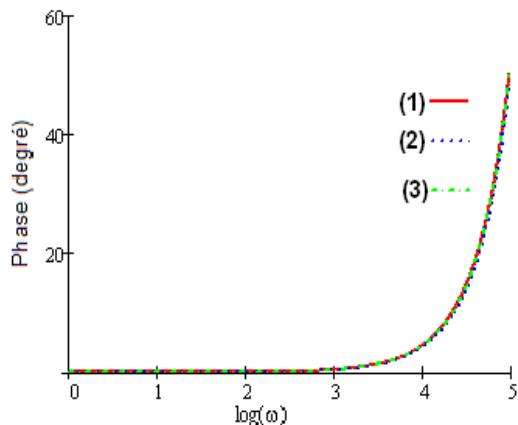
**Figure III-8 c:** Module de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$  pour un éclairement simultané des deux faces

$S_b = 3000 \text{ cm/s}$ ;  $H = 0,03\text{cm}$ ;  $AM = 1,5$ ;  $B = 10^{-4} \text{ T}$

Les figures III.8 (a) ; III.8 (b) et III.8 (c) présentent aussi les mêmes allures que celles observées sur les figures III.6. On remarque que les valeurs du module de l'impédance sont similaires à celles obtenues pour un éclairement par la face avant de la photopile.

### III-4.2 Diagramme de Bode de la phase de l'impédance

Le diagramme de Bode de la phase de l'impédance pour différents modes éclairages de la photopile pour différentes valeurs du champ magnétique est donné aux figures III.9 a ; III.9 b et III.9 c.

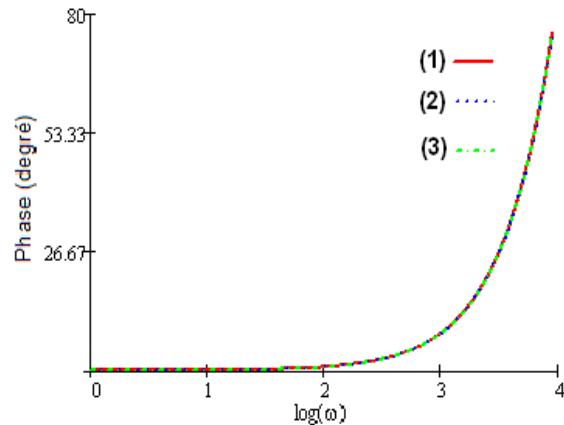


**Figure III-9 a:** Phase de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$

Sb = 3000 cm/s, H=0,03cm ; B=0 T

(1) face avant (2) face arrière

(3) simultané des deux faces

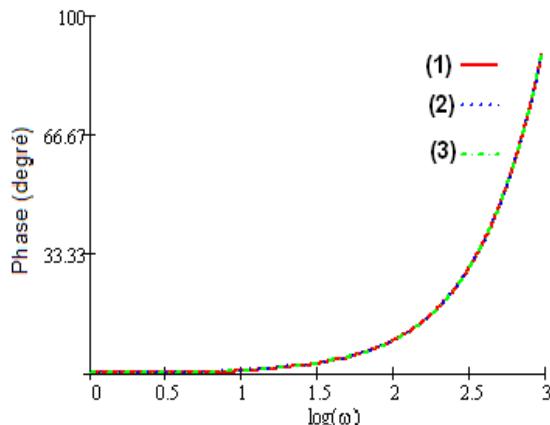


**Figure III-9 a:** Phase de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$

Sb = 3000 cm/s, H=0,03cm ; B= $10^{-5}$  T

(1) face avant (2) face arrière

(3) simultané des deux faces



**Figure III-9 a:** Phase de l'impédance en fonction de  $\log(\omega)$

Sb = 3000 cm/s, H=0,03cm ; B= $10^{-4}$  T

(1) face avant (2) face arrière

(3) simultané des deux faces

L'analyse des courbes de la figure III.9 montre que :

Pour les fréquences angulaires comprises dans l'intervalle  $0 < \omega < \omega_c$ , la phase de l'impédance est indépendante de la fréquence.

Pour les valeurs de la pulsation telle que  $\omega > \omega_c$  la phase de l'impédance croit avec la fréquence angulaire.

L'intersection des prolongements de chacune des deux parties linéaires de la courbe permet d'obtenir la fréquence angulaire de coupure  $\omega_c$ .

Et nous notons la fréquence de coupure dépend du champ magnétique appliqué.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de la pulsation de coupure en fonction de l'intensité du champ magnétique.

**Tableau (III.4) : valeurs de la pulsation de coupure**

B (T)	0	$10^{-5}$	$10^{-4}$
Pulsion de coupure (rad/s)	50120	3981	398

Les résultats du tableau (III.4) montrent que La pulsation de coupure obtenue pour les différentes valeurs de l'intensité du champ magnétique à partir du diagramme de Bode de la phase est indépendante du mode d'éclairage de la photopile. Elle est aussi identique à celle obtenue à partir du diagramme de Bode du module de l'impédance pour les mêmes valeurs du champ magnétique.

La pulsation de coupure nous permet de déduire la valeur de la capacité en connaissant la valeur de la résistance parallèle de la photopile grâce la relation (III-5).

Les tableaux (III.5), (III.6) et (III.7) donnent les valeurs de la capacité en fonction de l'intensité du champ magnétique pour les différents modes d'éclairage.

**Tableau (III.5) : capacité d'une photopile**

<b>B= 0T</b>	
$\alpha$	C ( $\mu\text{F.cm}^{-2}$ )
1	4,61
2	0,02
3	5,60

**Tableau (III.6) : capacité d'une photopile**

<b>B= <math>10^{-5}\text{T}</math></b>	
$\alpha$	C ( $\mu\text{F.cm}^{-2}$ )
1	33,09
2	0,08
3	33,16

**Tableau (III.7) : capacité d'une photopile**

<b>B= <math>10^{-4}\text{T}</math></b>	
$\alpha$	C ( $\mu\text{F.cm}^{-2}$ )
1	112,20
2	0,14
3	112,30

L'analyse des résultats des tableaux (III.6), (III.7) et (III.8) montre que la photopile bifaciale éclairée simultanément par les deux faces donne une capacité équivalente qui est supérieure à celle par les autres modes d'éclairement, car ce mode d'éclairement induit un stockage plus important de porteurs dans la base.

## Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre, une étude théorique de détermination des paramètres électriques d'une photopile bifaciale au silicium en régime dynamique fréquentiel, sous éclairement multi spectral constant et sous l'effet d'un champ magnétique constant. Au cours de cette étude nous avons utilisé deux méthodes : l'une basée sur la représentation de Nyquist et l'autre sur le diagramme de Bode. Il ressort de cette étude une augmentation de la capacité de la photopile, de la résistance série et de la résistance parallèle lorsque le champ magnétique dans l'intervalle  $[0, 10^{-4}$  Tesla].

L'augmentation de la résistance série reflète un accroissement de la résistivité du matériau semi-conducteur.

De plus, L'augmentation de la résistance parallèle caractérise la diminution du flux indésirable de courant de fuite dans la photopile.

## Conclusion Générale

Nous avons présenté une étude théorique en régime dynamique fréquentiel d'une photopile bifaciale, sous éclairement multispectral et placée dans un champ magnétique constant.

L'expression de la densité des porteurs minoritaires a été établie. De cette densité de porteurs, on a pu déduire les expressions du photocourant, du photocourant de court-circuit, de la phototension et de la phototension de circuit ouvert en fonction de la pulsation et de l'intensité du champ magnétique appliqué. Du photocourant de court-circuit et de la phototension de circuit ouvert, l'expression de l'impédance dynamique de la photopile, a été établie.

Ceci nous a permis de déterminer les paramètres électriques tels que : les résistances série et parallèle et la capacité équivalente de la photopile à partir des diagrammes de Bode et Nyquist.

De nouveaux axes d'étude sont envisageables par rapport à :

- la contribution de l'émetteur et de la zone de charge d'espace
- l'effet d'un champ électrique de polarisation
- l'effet d'un champ magnétique variable
- l'effet inductif de la photopile
- l'effet des vitesses de recombinaison sur les paramètres électriques
- l'étude des paramètres électriques d'une photopile bifaciale à 3D

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] B. Mazhari and H. Morkoç  
J. Appl. Phys. 73(11), 1993, pp. 7509 – 7514.
- [2] H. El Ghitani and S. Martinuzzi  
J. Appl. Phys. 66(4), 1989, pp. 1717 – 1726.
- [3] R. Anil Kumar, M. S. Suresh and J. Nagaraju  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 48, No.9, September 2001
- [4] D. Chenvidhya, K. Kirtikara, C. Jivacate  
Solar Energy Materials and Solar Cells 80 (2003) 459-464
- [5] J.-P. Charles, I. Mekkaoui-Alaoui, G. Bordure et P. Mialhe  
Revue Phys. Appl. 19 (1984) pp. 851 – 857.
- [6] Noriaki Honma and Chusuke Munakata  
Jap.Journal of Appl. Phys. Vol.26 No.12, December, 1987, pp. 2033 – 2036.
- [7] DANIEL L.MEIER, JOONG-MO HWANG and ROBERT B.CAMBELL  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol ED- 48, No.1, January 1988, pp 70-79
- [8] "Modélisation d'une Photopile Bifaciale au Silicium : Méthodes de Détermination des Paramètres de Recombinaison" E. Nanéma, Thèse de 3em cycle, U.C.A.D., Dakar, Sénégal, 1996
- [9] K. Misiakos, C. H. Wang, A. Neugroschel, and F. A. Lindholm,  
J.Appl. Phys. 67 (1), (1990) 321-333
- [10] J.N. Hollenhorst and G. Hasnain  
App. Phys. Lett. Vol. 67 (15), (1995) 2203-2205
- [11] F. Ahmed and S. Garg,  
International Centre for Theoretical Physics, Trieste, ITALY, Internal Report, Août 1986
- [12] Andreas Mandelis  
J. Appl. Phys. Vol.66 No.11, 1 December, 1989, pp. 5572 – 5583.
- [13] Jose Furland and Slavko Amon  
Solid State Electronics, Vol. 28 (12) (1985) 1241-1243
- [14] Th. Flohr and R. Helbig,  
J. Appl. Phys. Vol.66 (7), (1989) 3060-3065
- [15] " G.Sissoko, E.Nanéma, A.Corréa, P.M.Biteye, M.Adj, A. L.N'Diaye.  
World Renewable Energy Congress (1998), pp 1847–1851

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

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

[17] Lathi, Bhagwandas Pannalal: SIGNALS, SYSTEMS AND CONTROLS

[18] "Etude en modélisation d'une photopile bifaciale au silicium éclairée par lumière monochromatique en régime statique " B.DIENG, Thèse de 3eme Cycle, U.C.A.D., Dakar, Sénégal, 2002

[19] "Etude en Modélisation d'une Photopile Bifaciale au Silicium en régime statique Placée dans un champ magnétique " F.OUEDRAGO, DEA, U.F.R/S.E.A, Ouagadougou, Burkina-Faso, 2003

## ANNEXE MATHEMATIQUE

### CALCUL DU COEFFICIENT DE DIFFUSION DE LA PHOTOPILE EN REGIME DYNAMIQUE FREQUENTIEL ET EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE

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

On suppose :

- $E = E_0 \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t}$  est champ électromagnétique de l'onde lumineuse
- $v = v_0 \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t}$  vitesse des porteurs minoritaires

RFD :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q \cdot E}{m^*} + \frac{q \cdot v \wedge B}{m^*} - \frac{v}{\tau} \quad (1)$$

- $m^*$  la masse effective de l'électron
- $\tau$  désigne le temps moyen au bout duquel la vitesse s'annule
- $q$  la charge élémentaire de l'électron

$$i \cdot \omega \cdot v_0 = \frac{e \cdot E_0}{m^*} + \frac{e \cdot v_0 \wedge B}{m^*} - \frac{v_0}{\tau} \quad (2)$$

$$v_0 = \frac{\mu \cdot E_0}{1 + i \cdot \omega \cdot \tau} + \frac{\mu \cdot v_0 \wedge B}{1 + i \cdot \omega \cdot \tau} \quad (3)$$

- $\mu = \frac{e \cdot \tau}{m^*}$  la mobilité de l'électron

On pose :

$$A_1 = \frac{\mu \cdot E_0}{1 + i \cdot \omega \cdot \tau} \quad (4)$$

$$A_2 = \frac{\mu \cdot B}{1 + i \cdot \omega \cdot \tau} \quad (5)$$

$$\nu_0 = A_1 + \nu_0 \wedge A_2 \quad (6)$$

$$\nu_0 = \frac{A_1 + A_1 \wedge A_2 + (A_1 \square A_2) A_2}{1 + A_2^2} \quad (7)$$

$A_1$  et  $A_2$  sont colinéaires car le choix de la direction du champ magnétique est perpendiculaire à la direction du champ électromagnétique.

Ce qui entraîne que  $\nu_0 = \frac{A_1 + A_1 \wedge A_2}{1 + A_2^2}$

$$\nu_0 = \frac{\mu \cdot E_0}{(1 + i \cdot \omega \cdot \tau) \cdot \left(1 + \left(\frac{\mu \cdot B}{1 + i \cdot \omega \cdot \tau}\right)^2\right)} + \frac{\mu \cdot E_0}{(1 + i \cdot \omega \cdot \tau)} \cdot \frac{E_0 \wedge B}{1 + \left(\frac{\mu \cdot B}{1 + i \cdot \omega \cdot \tau}\right)^2} \quad (8)$$

$$\nu_p = \frac{\mu \cdot E}{(1 + i \cdot \omega \cdot \tau) \cdot \left(1 + \left(\frac{\mu \cdot B}{1 + i \cdot \omega \cdot \tau}\right)^2\right)} \quad \text{Composante parallèle de la vitesse}$$

$$\nu_n = \frac{\mu \cdot E}{(1 + i \cdot \omega \cdot \tau)} \cdot \frac{E \wedge B}{1 + \left(\frac{\mu \cdot B}{1 + i \cdot \omega \cdot \tau}\right)^2} \quad \text{Composante normale de la vitesse}$$

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

$$\nu_p = \frac{\mu \cdot E}{\left((1 + j \cdot \omega \cdot \tau)^2 + (\mu \cdot B)^2\right)}$$

On suppose :

$$\nu_p(\omega, B) = E \cdot \mu(\omega, B) \quad (9)$$

$$\mu_n^* = \frac{\left(1 + \left(\omega_P^2 + \omega^2\right) \cdot \tau^2\right) \cdot \mu \cdot E}{\left[1 + \left(\omega_P^2 - \omega^2\right) \cdot \tau^2\right]^2 + 4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2} + \frac{i \cdot \omega \cdot \tau \cdot \left(\left(\omega_P^2 - \omega^2\right) \cdot \tau^2 - 1\right) \cdot \mu \cdot E}{\left[1 + \left(\omega_P^2 - \omega^2\right) \cdot \tau^2\right]^2 + 4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2} \quad (10)$$

- $\omega_P = \frac{e \cdot B}{m^*}$  est pulsation cyclotron (fréquence angulaire de l'électron sur son orbite en présence d'un champ magnétique).

La relation d'EINSTEIN (11) nous permet de déduire l'expression du coefficient de diffusion.

- relation d'EINSTEIN

$$\frac{D_n^*}{\mu_n^*} = \frac{K \cdot T}{e} \quad (11)$$

- coefficient de diffusion

$$D_n^* = \frac{K \cdot T}{e} \cdot \mu_n^* \quad (12)$$

$$D_n^* = \frac{(1 + (\omega_p^2 + \omega^2) \cdot \tau^2) \cdot D}{[1 + (\omega_p^2 - \omega^2) \cdot \tau^2]^2 + 4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2} + \frac{i \cdot \omega \cdot \tau \cdot ((\omega_p^2 - \omega^2) \cdot \tau^2 - 1) \cdot D}{[1 + (\omega_p^2 - \omega^2) \cdot \tau^2]^2 + 4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2} \quad (13)$$

### LONGUEUR DE DIFFUSION

Longueur de diffusion

$$L_n^* = \sqrt{\tau \cdot D_n^*} \quad (14)$$

Longueur de diffusion complexe

$$L_c^* = L_n^* \cdot \sqrt{\frac{1 - \omega \cdot \tau \cdot i}{1 + (\omega \cdot \tau)^2}} \quad (15)$$

### Expression des constantes $A_\alpha$ , $C_\alpha$

Pour un éclairement de la face avant

$$A_1 = L_c^* \cdot \sum_{K=1}^3 \left( \beta_k \cdot \frac{K_1 + (D_n^* \cdot b_k + Sf_1) \cdot N_1}{D_1} \right) \quad (17)$$

$$K_1 = D_n^* \cdot (Sb_1 - D_n^* \cdot b_k) \cdot e^{-b_k \cdot H} \quad (18)$$

$$N_1 = \left( D_n^* \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) + \left(L_c^*\right)^2 \cdot Sb_1 \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \right) \quad (19)$$

$$C_1 = L_c^* \cdot \sum_{K=1}^3 \left[ \beta_k \cdot \frac{K_2 - (D_n^* \cdot b_k + Sf_1) \cdot N_2}{D_1} \right] \quad (20)$$

$$K_2 = \left(L_c^*\right)^2 \cdot Sf_1 \cdot \left(Sb_1 - D_n^* \cdot b_k\right) \cdot e^{-b_k \cdot H} \quad (21)$$

$$N_2 = D_n^* \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) + L_c^* \cdot Sb_1 \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \quad (22)$$

$$D_1 = \left[ \begin{array}{l} \left( \left(D_n^*\right)^2 + \left(L_c^*\right)^2 \cdot Sb_1 \cdot Sf_1 \right) \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \\ + \left(L_c^*\right)^2 \cdot D_n^* (Sb_1 + Sf_1) \cosh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \end{array} \right] \quad (23)$$

Pour un éclairement de la face arrière

$$A_2 = \left(L_c^*\right) \cdot \sum_{K=1}^3 \left[ \beta_k \cdot \frac{K_3 - e^{-b_k \cdot H} \left(D_n^* \cdot b_k - Sf_2\right) \cdot N_3}{D_2} \right] \quad (24)$$

$$K_3 = D_n^* \cdot \left(Sb_2 + D_n^* \cdot b_k\right) \quad (25)$$

$$N_3 = \left( D_n^* \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) + L_c^* \cdot Sb_2 \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \right) \quad (26)$$

$$C_2 = L_c^* \cdot \sum_{K=1}^3 \left( \beta_k \cdot \frac{K_4 - (D_n^* \cdot b_k - Sf_2) \cdot N_4}{D_2} \right) \quad (27)$$

$$K_4 = (L_c^*)^2 \cdot Sf_2 \cdot (Sb_2 + D_n^* \cdot b_k) \cdot e^{-b_k \cdot H} \quad (28)$$

$$N_4 = \left( D_n^* \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) + L_c^* \cdot Sb_2 \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \right) \quad (29)$$

$$D_2 = \left[ \begin{array}{l} \left( (D_n^*)^2 + (L_c^*)^2 \cdot Sb_2 \cdot Sf_2 \right) \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \\ + (L_c^*)^2 \cdot D_n^* (Sb_2 + Sf_2) \cosh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \end{array} \right] \quad (30)$$

Pour un éclairement simultané

$$A_3 = A_{31} + A_{32} \quad (31)$$

$$A_{31} = L_c^* \cdot \sum_{k=1}^3 \left( \beta_k \cdot \frac{D_n^* \cdot (K_5 + (Sb_3 + b_k \cdot D_n^*))}{D_3} \right) \quad (32)$$

$$K_5 = e^{-b_k \cdot H} \cdot (Sb_3 - b_k \cdot D_n^*) \quad (33)$$

$$A_{32} = -L_c^* \cdot \sum_{k=1}^3 \left( \beta_k \cdot \frac{e^{-b_k \cdot H} \cdot (b_k \cdot D_n^* - Sf_3) - (b_k \cdot D_n^* + Sf_3) \cdot K_6}{D_3} \right) \quad (34)$$

$$K_6 = \left( D_n^* \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) + L_c^* \cdot Sb_3 \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \right) \quad (35)$$

$$C_3 = C_{31} + C_{32} \quad (36)$$

$$C_{32} = L_c^* \cdot \sum_{k=1}^3 \left\{ \beta_k \cdot \frac{L_c^* \cdot Sf_3 \cdot \left( e^{-b_k \cdot H} \cdot (Sb_3 - b_k \cdot D_n^*) + (Sb_3 + b_k \cdot D_n^*) \right)}{D_3} \right\} \quad (37)$$

$$C_{32} = -L_c^* \cdot \sum_{k=1}^3 \left\{ \beta_k \cdot \frac{e^{-b_k \cdot H} \cdot (b_k \cdot D_n^* - Sf_3) - (b_k \cdot D_n^* + Sf_3) \cdot K_7}{D_3} \right\} \quad (38)$$

$$K_7 = \left( D_n^* \cdot \sinh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) + L_c^* \cdot Sb_3 \cdot \cosh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \right) \quad (39)$$

$$D_3 = \left( \begin{array}{l} \left( D_n^* \right)^2 + \left( L_c^* \right)^2 \cdot Sb_3 \cdot Sf_3 \cdot \sinh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \\ + \left( L_c^* \right)^2 \cdot D_n^* \cdot (Sb_3 + Sf_3) \cosh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \end{array} \right) \quad (40)$$

### Expression des photocourants

$$J_1(\omega, B) = \frac{q \cdot D_n^* |G_1| \cdot Sf_1}{D_1} \quad (41)$$

$$J_2(\omega, B) = \frac{q \cdot D_n^* Sf_2 |G_2|}{D_2} \quad (42)$$

$$J_3(\omega, B, l, m) = \frac{q \cdot D_n^* \cdot Sf_3(l) |G_3|}{D_3} \quad (43)$$

### Expression des photocourant de court-circuit

$$J_{cc1}(\omega, B) = \frac{q \cdot D_n^* \cdot |G_1|}{L_c^* \cdot (D_n^* \cdot \cosh\left(\frac{H}{Lc(\omega, B)}\right) + Sb_1 \cdot L_c^* \cdot \sinh\left(\frac{H}{Lc(\omega, B)}\right)}) \quad (44)$$

$$J_{cc2}(\omega, B) = \frac{q \cdot D_n^* \cdot |G_2|}{L_c^* \cdot (D_n^* \cdot \cosh\left(\frac{H}{Lc(\omega, B)}\right) + Sb_2 \cdot L_c^* \cdot \sinh\left(\frac{H}{Lc(\omega, B)}\right)}) \quad (45)$$

$$J_{cc3}(\omega, B) = \frac{q \cdot D_n^* \cdot |G_3|}{L_c^* \cdot (D(\omega, B) \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) + Sb_3 \cdot Lc(\omega, B) \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_c^*}\right))} \quad (46)$$

### Expression des phototensions

$$V_1(\omega, B) = VT \cdot \ln\left(1 + \frac{Nb \cdot D_n^* \cdot G_1}{No^2 \cdot D_1}\right) \quad (47)$$

$$V_2(\omega, B) = VT \cdot \ln\left(1 + \frac{Nb \cdot D_n^* \cdot G_2}{No^2 \cdot D_2}\right) \quad (48)$$

$$V_3(\omega, B) = VT \cdot \ln\left(1 + \frac{Nb \cdot D_n^* \cdot G_3}{No^2 \cdot D_3}\right) \quad (49)$$

### Expression des phototensions de circuit ouvert

$$V_{co1}(\omega, B) = VT \cdot \ln\left(1 + \frac{Nb \cdot G_1}{No^2 \cdot \left(D_n^* \cdot \sinh\left(\frac{H}{L_c^*}\right) + L_c^* \cdot Sb_1 \cdot \cosh\left(\frac{H}{L_c^*}\right)\right)}\right) \quad (50)$$

$$Vco_2(\omega, B) = VT \cdot \ln \left( 1 + \frac{Nb \cdot G_2}{N0^2 \cdot \left( D_n^* \cdot \sinh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) + L_c^* \cdot Sb_2 \cdot \cosh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \right)} \right) \quad (51)$$

$$Vco_3(\omega, B) = VT \cdot \ln \left( 1 + \frac{Nb \cdot G_3}{N0^2 \cdot \left( D_n^* \sinh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) + L_c^* \cdot Sb_3 \cdot \cosh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \right)} \right) \quad (52)$$

Expression des constantes  $G_1$ ,  $G_2$  et  $G_3$

$$G_1 = \sum_{k=1}^3 \beta_k \cdot \left( \begin{array}{l} L_c^* \cdot (Sb_1 - b_k \cdot D_n^*) \cdot \left( e^{-b_k H} - \cosh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \right) \\ + \sinh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \cdot (b_k \cdot (L_c^*)^2 Sb_1 - D_n^*) \end{array} \right) \quad (53)$$

$$G_2 = \sum_{k=1}^3 \beta_k \cdot \left( \begin{array}{l} L_c^* \cdot \left( Sb_2 + b_k \cdot D_n^* \right) \cdot \left( 1 - e^{-b_k \cdot H} \cosh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \right) \\ + e^{-b_k \cdot H} \cdot \sinh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \cdot (b_k \cdot (L_c^*)^2 Sb_2 + D_n^*) \end{array} \right) \quad (54)$$

$$G_3 = G_{31} + G_{32} \quad (55)$$

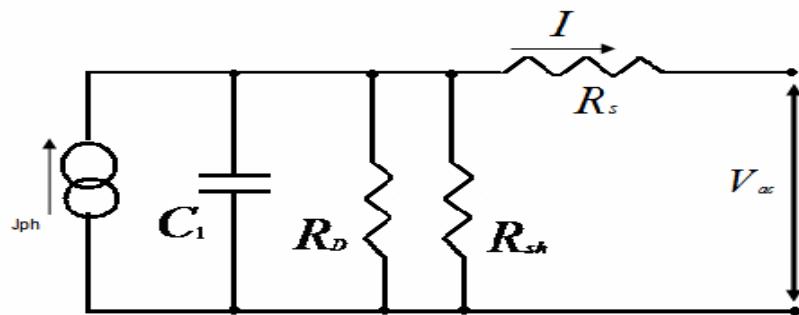
$$G_{31} = \sum_{k=1}^3 \beta_k \cdot \left( \begin{array}{l} L_c^* \cdot (Sb_3 - b_k \cdot D_n^*) \left( e^{-b_k H} - \cosh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \right) \\ + L_c^* \cdot (Sb_3 + b_k \cdot D_n^*) \cdot \left( 1 - e^{-b_k \cdot H} \cosh \left( \frac{H}{L_c^*} \right) \right) \end{array} \right) \quad (56)$$

$$G_{32} = \sum_{k=1}^3 \beta_k \cdot \sin\left(\frac{H}{L_c^*}\right) \cdot \begin{cases} (b_k \cdot (L_c^*)^2 \cdot Sb_3 - D_n^*) \\ -(b_k \cdot (L_c^*)^2 + D_n^*) \cdot e^{-b_k \cdot H} \end{cases} \quad (57)$$

## CALCUL DE L'IMPEDANCE DYNAMIQUE D'UNE CELLULE SOLAIRE ET METHODE DE DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTRIQUES

### Schémas électriques équivalents de la cellule

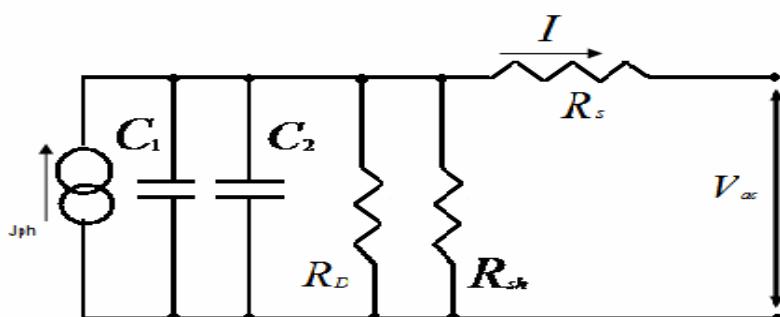
Une première représentation est donnée par le modèle à une diode en régime dynamique (Figure 1)



**Figure 1** : circuit équivalent du modèle à une diode sous illumination en régime dynamique.

$$C = C_1 = C_D + C_T$$

Cette représentation est donnée par le modèle à deux diodes en régime dynamique (Figure 2), donne une description plus complète de la photopile



**Figure 2** : circuit équivalent du modèle à deux diodes sous illumination en régime dynamique.

$$C = C_1 + C_2$$

Méthode de calcul de l'impédance dynamique - Méthode des complexes

Résistance	$Z_R = R$
Capacitance	$Z_C = -\frac{i}{\omega \cdot c}$
inductance	$Z_L = i \cdot \omega \cdot L$

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z_R} &= \frac{R_{Sh} + R_D}{R_{Sh} \cdot R_D} \\ \frac{1}{Z_C} &= i \cdot \omega \cdot C \\ Z &= R_S + \left( \frac{1}{Z_R} + \frac{1}{Z_C} \right)^{-1} \end{aligned} \tag{58}$$

$$Z = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot (R_{Sh} + R_D)}{(R_{Sh} + R_D)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} - \frac{i \cdot \omega \cdot (R_{Sh} \cdot R_D)^2 \cdot C}{(R_{Sh} + R_D)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2} \tag{59}$$

Partie réelle  $R_{PV} = R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot (R_{Sh} + R_D)}{(R_{Sh} + R_D)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2}$  (60)

Partie imaginaire  $X_{PV} = -\frac{i \cdot \omega \cdot (R_{Sh} \cdot R_D)^2 \cdot C}{(R_{Sh} + R_D)^2 + (\omega \cdot R_D \cdot R_{Sh} \cdot C)^2}$  (61)

Etude des extrêmes

Si  $\omega \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} R_{PV} &\rightarrow R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh}}{(R_{Sh} + R_D)} \\ X_{PV} &\rightarrow 0 \\ Z &= R_S + \frac{R_D \cdot R_{Sh}}{(R_{Sh} + R_D)} \end{aligned} \tag{62}$$

Si  $R_{Sh} \gg R_D$  on a alors

$$\begin{aligned} R_{PV} &\rightarrow R_S + R_D \\ X_{PV} &\rightarrow 0 \\ Z &= R_S + R_D \end{aligned} \tag{63}$$

Si  $R_{Sh} \ll R_D$  on a alors

$$\begin{aligned} R_{PV} &\rightarrow R_S + R_{Sh} \\ X_{PV} &\rightarrow 0 \\ Z &= R_S + R_{Sh} \end{aligned} \tag{64}$$

Si  $\omega \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} R_{PV} &\rightarrow R_S \\ X_{PV} &\rightarrow 0 \\ Z &= R_S \end{aligned} \tag{65}$$

Si  $R_{Sh} \gg R_D$  on a alors

$$\begin{aligned} R_{PV} &\rightarrow R_S \\ X_{PV} &\rightarrow 0 \\ Z &= R_S \end{aligned} \tag{66}$$

Si  $R_{Sh} \ll R_D$  on a alors

$$\begin{aligned} R_{PV} &\rightarrow R_S \\ X_{PV} &\rightarrow 0 \\ Z &= R_S \end{aligned} \tag{67}$$

### Méthode de détermination des paramètres électriques

$$\begin{aligned} Z(\omega) &= \text{Re}(\omega) + i \cdot \text{Im}(\omega) \\ Z(\omega) &= A(\omega) \cdot e^{i \cdot \phi(\omega)} \\ A(\omega) &= |Z(\omega)| \end{aligned} \tag{68}$$

$$\begin{aligned} A(\omega) &= \left( (\text{Re}(\omega))^2 + (\text{Im}(\omega))^2 \right)^{\frac{1}{2}} \\ \phi(\omega) &= \arctan \left( \frac{\text{Im}(\omega)}{\text{Re}(\omega)} \right) = \arg(Z(\omega)) \end{aligned} \tag{69}$$

On suppose que l'impédance peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} Z(\omega) &= \frac{K}{1 + i \cdot \tau_0 \cdot \omega} \\ \text{Re}(\omega) &= \frac{K}{1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2} \\ \text{Im}(\omega) &= -\frac{K \cdot \tau_0 \cdot \omega}{1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2} \end{aligned} \quad (70)$$

On a :

$$\begin{aligned} A(\omega) &= \frac{K}{(1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2)} \\ \phi(\omega) &= -\arctg(\tau_0 \cdot \omega) \end{aligned} \quad (71)$$

### Diagramme de Bode

$$\begin{aligned} A_{dB}(\omega) &= 20 \cdot \log(A(\omega)) \\ A_{dB}(\omega) &= 20 \cdot \log(K) - 10 \cdot \log\left(1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2\right) \end{aligned} \quad (72)$$

### Etudes des asymptotes

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} A_{dB}(\omega) = 20 \cdot \log(K) \quad (73)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} A_{dB}(\omega) = 20 \cdot \log\left(\frac{K}{\tau_0}\right) - 20 \cdot \log(\omega) \quad (74)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \frac{1}{\tau_0}} A_{dB}(\omega) = 20 \cdot \log(\omega) - 10 \cdot \log(2) = 20 \cdot \log\left(\frac{K}{\sqrt{2}}\right) \quad (75)$$

### Représentation de Nyquist

$$x = \text{Re}(\omega) = \frac{K}{1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2} \quad (76)$$

$$y = \text{Im}(\omega) = -\frac{K \cdot \tau_0 \cdot \omega}{1 + (\tau_0 \cdot \omega)^2} \quad (77)$$

$$\begin{aligned} (\tau_0 \cdot \omega)^2 &= \frac{K}{x} - 1 \\ y &= -x \cdot \tau_0 \cdot \omega \end{aligned} \Rightarrow \left(x - \frac{K}{2}\right)^2 + y^2 = \left(\frac{K}{2}\right)^2$$

La représentation de Nyquist est un demi cercle de centre  $\begin{pmatrix} K/2 \\ 0 \end{pmatrix}$  et de rayon  $\begin{pmatrix} K \\ 2 \end{pmatrix}$ .

### Détermination de $K$ et $\tau_0$

En utilisant les relations (60), (61), (76) et (77) on obtient :

$$\tau_0 = \frac{R_D \cdot R_{Sh} \cdot C}{R_{Sh} + R_D} \quad (78)$$

$$K = \frac{R_D \cdot R_{Sh}}{R_{Sh} + R_D} = Rp \quad (79)$$

L'impédance peut se mettre sous la forme suivant :

$$Z_\alpha(\omega, B) = \frac{K}{1 + i \cdot \tau_0 \cdot \omega} \quad (80)$$

$$K = Rp \quad (81)$$

$$\tau_0 = Rp \cdot C = \frac{2\pi}{\omega_c} \quad (82)$$

$\omega_c$  correspond à la pulsation de coupure.

**Sujet : « DETERMINATION DES PARAMETRES  
ELECTRIQUES D'UNE PHOTOPILE BIFACIALE EN REGIME  
DYNAMIQUE FREQUENTIEL, SOUS ECLAIREMENT  
MULTISPECTRAL CONSTANT ET SOUS L'EFFET D'UN  
CHAMP MAGNETIQUE CONSTANT »**

**M. Alfred DIENG**

Maître ès Sciences

Mémoire de D.E.A. en physique

**Option : Energie Solaire**

Soutenu publiquement le 25 Novembre 2006 devant le jury composé de:

Président : **M. Aboubaker .C BEYE** Professeur Titulaire FST / UCAD

Membres : **M. Amadou .S MAÏGA** Maître-Assistant UGB / S<sup>t</sup> Louis

**M. Mamadou FAYE** Maître-Assistant FST / UCAD

**M. Grégoire SISSOKO** Professeur Titulaire FST / UCAD

**Résumé**

Une étude bibliographique sur les techniques et les méthodes de caractérisation des paramètres électriques en régime dynamique, a été présentée.

L'étude théorique de la photopile bifaciale, en régime dynamique fréquentiel, sous éclairage multispectral et sous l'effet d'un champ magnétique appliqué, est faite pour les trois modes d'éclairage.

Cette étude a permis d'établir, en fonction de la fréquence de modulation et de l'intensité du champ magnétique, les expressions de la densité des porteurs minoritaires, du photocourant de la phototension.

Les expressions du photocourant de court-circuit, de la phototension de circuit ouvert et l'impédance dynamique de la photopile ont été établies.

Des méthodes de détermination des paramètres électriques basées sur les diagrammes Nyquist et de Bode, ont été proposées.

L'influence de l'intensité du champ magnétique sur les paramètres électriques (résistance série, résistance parallèle et capacité) a été mise en évidence.

**Mots clés :**

Photopile bifaciale – Photocourant – Photocourant de court-circuit – Phototension – Phototension de circuit ouvert – Impédance dynamique – Fréquence de modulation – Champ magnétique – Durée de vie moyenne – pulsation de coupure.