

L'étude des pertes de tensions à l'interface des électrodes d'une Cellule Solaire Sensibilisée à Colorant (CSSC)

Atouani Toufik *¹, Dennai Benmoussa *², Azedine.B*,Halou.F*

*Matter Sciences Department, Faculty of Exact Sciences, University Tahri Mohammed Béchar Algeria.

¹ toufikatouani1972@yahoo.fr

² deennai_benmoussa@yahoo.com

Abstract— Dans ce travail, une approche précise pour calculer les pertes de tension aux interfaces d'une Cellule Solaire Sensibilisée à Colorant (CSSC ou Dye Sensitized Solar Cell, DSSC) est proposée. Dans cette approche, le transfert d'électrons à TCO / TiO₂ et à l'électrolyte / contre-électrode est soumis au modèle de barrière de Schottky basé sur la théorie d'émission thermionique et l'expression de Nernst. Ce dernier est utilisé pour déterminer la concentration du couple redox médiateur dans l'électrolyte au voisinage de la surface de la contre-électrode en tenant compte de l'influence de la porosité de la couche active; sans oublier l'influence de celui-ci sur l'absorption de la lumière et la mobilité des électrons. Il a été constaté que les pertes de tension aux deux interfaces de DSSC étaient significatives lorsque la hauteur de la barrière de Schottky et la porosité de la couche active dépassaient des valeurs critiques. Ces pertes affectent le point de puissance maximale (MPP), mais ils n'affectent pas le courant de court-circuit (J_{cc}) et la tension de circuit ouvert (V_{oc}).

Keywords— cellule solaire;pertes de tensions;interface; CSSC

I. INTRODUCTION

Malgré que marché des cellules photovoltaïques est aujourd'hui dominé à plus de 90 % par le silicium, les composites organique/inorganique, comme les cellules solaires organiques, sont appelés à s'imposer là où les technologies du silicium font défauts. Les matériaux organiques, autrement dits les plastiques, moins onéreux, apparaissent en effet de plus en plus comme une voie d'avenir complémentaire, séduisante et crédible [1]. La cellule solaire à colorant (DSSC) est parmi les cellules solaires prometteuses dans le futur.

Ces dernières années, les cellules DSSC ont ressuscité beaucoup d'attention et de recherche pour développer une technologie de conversion d'énergie solaire à haute efficacité et à un faible coût [1-6].

À l'heure actuelle, DSSC peut atteindre une efficacité énergétique de 13% [5]. Une amélioration supplémentaire repose sur une meilleure compréhension des mécanismes de conversion de l'énergie et sur une modélisation précise pour une meilleure optimisation.

Dans le but de mieux comprendre et de déterminer l'influence des l'interfaces TiO₂/TCO et l'électrolyte/ contre électrode dans DSSC, plusieurs modèles théoriques sont proposés. Parmi ces modèles celui de la barrière de Schottky côté TiO₂/TCO en intégrant les différents modèles de

diffusion des électrons et la double couche pour l'interface électrolyte/métal (contre électrode).

Le modèle de l'émission thermoionique est utilisé pour décrire le transfert des électrons à l'interface TiO₂/TCO et pour déterminer la perte de tension à cette interface [7]. Très peu d'études sont se intéressées aux pertes de tension au niveau de l'interface électrolyte/contre électrode [6-8].

Dans ce travail, l'influence de la porosité de la couche active (TiO₂+sensibilisateur) est étudiée aussi. Car la porosité influe sur l'absorption ainsi que sur la concentration des ions I^-/I_3^- et par conséquent sur le transfert des électrons à travers l'interface l'électrolyte/contre électrode [9-11].

L'analyse paramétrique des résultats obtenus permet de voir l'effet de la hauteur de la barrière de Schottky (ϕ_b) sur la caractéristique (J-V) ainsi que l'effet de la porosité sur la puissance maximum (P_{max}, Maximum Power Point) et sur la perte de tension à l'interface électrolyte/contre électrode généralement négligée dans des études précédentes [6-7].

II. RAPPEL THÉORIQUE

La figure 1 est une représentation schématique la la DSSC [7]. L'injection des électrons du colorant excité vers la couche TiO₂ joue un rôle important dans les DSSC [12]. La densité des électrons qui traversent la couche mince et poreuse du TiO₂ vers l'oxyde conducteur transparent (TCO : Transparent Conducting Oxide) dépend du flux de la lumière incidente et de l'effet de piégeage-dépiégeage (trapping-detrapping). Les molécules du colorant oxydées sont régénérées par le médiateur redox (I^-/I_3^-). Finalement, le médiateur oxydé (I_3^-) dans l'électrolyte est transporté à la contre électrode où leur régénération se produit par les électrons transportés par l'intermédiaire du circuit externe. Il est important de mentionner qu'en raison de la taille des particules TiO₂ très petite (environ 20 nm) ainsi que l'effet écran "screening" de l'électrolyte, il n'y a aucun champ électrique macroscopique significatif dans la plupart des couches TiO₂ minces et poreuses. Par conséquent, les électrons et les médiateurs redox sont transportés principalement par diffusion [6].

Les électrons photogénérés dans le colorant et injectés dans la bande de conduction (BC) du TiO₂ vont augmenter la densité des électrons et décaler le niveau de Fermi (EF) plus près du bord (BC). Théoriquement, la différence entre (EF) du

TiO₂ et le potentiel redox de l'électrolyte est approximativement égale à la phototension.

Ceci est vrai dans le cas du circuit ouvert ; car dans ces conditions il n'y a aucun courant qui traverse les interfaces électrode TiO₂ / TCO et électrolyte / contre électrode.

Cependant, dans les conditions de fonctionnement normal, les différences de potentielle additionnelles à travers ces deux interfaces doivent être prises en considération. Des études récentes ont prouvé que dans le cas du circuit ouvert, il y a la présence d'un courant qui traverse l'interface TiO₂ / TCO et qui est dû à la recombinaison des électrons avec les médiateurs redox oxydés (I_3^-) à l'interface de TCO/ électrolyte [13].

Par conséquent, on s'attend à ce que les interfaces TiO₂ / TCO et électrolyte/ contre électrode influent sur la tension en circuit ouvert (VCO) et par voie de conséquence sur la caractéristique (J-V).

Dans cette étude, le modèle théorique utilisé est basé sur le principe de l'injection thermoïonique des électrons dans le but d'étudier l'effet de l'interface TiO₂/TCO sur les caractéristiques de la cellule DSSC.

Les bandes d'énergie d'une DSSC sont présentées dans la figure 2 et figure 3 [6].

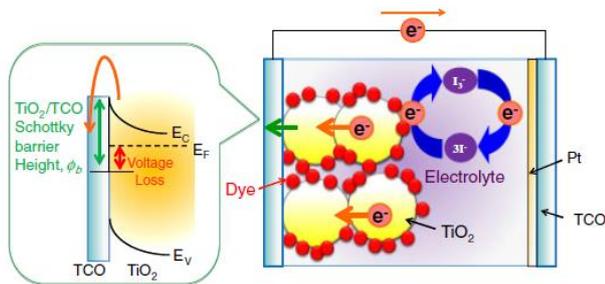


Fig.1: Schematic figure of DSSC [7].

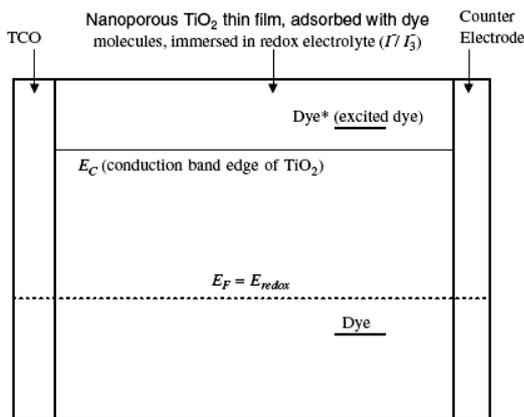


Fig.2: Potential diagrams of DSSC in dark

Quand la DSSC est éclairée, les niveaux de Fermi de TiO₂ et TCO augmentent à cause de la photoinjection comme le montre la figure 3.

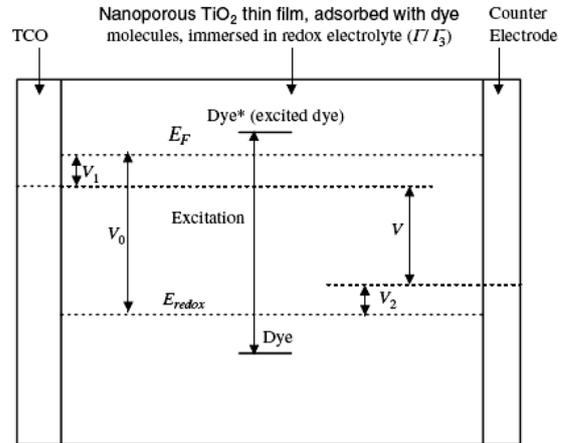


Fig.3: Potential diagrams of DSSC under illumination.

La phototension peut s'exprimer par l'équation suivante :

$$V = V_0 - V_1 - V_2 \quad (1)$$

avec :

V_0 : La différence de potentiel entre le niveau de Fermi (TiO₂) et potentiel redox de l'électrolyte donnée par l'équation (2) :

$$V_0 = E_F(TiO_2) - E_{redox}(Electrolyte) \quad (2)$$

V_1 : La perte en tension à l'interface TiO₂ / TCO.

V_2 : La perte en tension à l'interface électrolyte/contre électrode.

Comme l'interface TiO₂/électrolyte est en série avec l'interface TiO₂/TCO, la densité de courant (J) à travers la couche mince TiO₂ est égale à la densité de courant à travers le contact TiO₂/TCO. L'expression de la phototension (V) et de la densité de courant (J) peut être obtenue en trouvant (V₀), (V₁) et (V₂) et en remplaçant ces expressions dans l'équation (1).

La différence de potentiel (V₀) est obtenue en utilisant le modèle proposé par Sodergren [15]. La génération, le transport et la recombinaison à l'état d'équilibre sont décrits par l'équation de continuité suivante :

$$D \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - \frac{n(x) - n_0}{\tau} + \phi \alpha \exp(-\alpha x) = 0 \quad (3)$$

avec :

x : Position ; distance dans la couche mince à partir de l'interface TiO₂/TCO (cm),

$n(x)$: Concentration des électrons à la position (x) (cm⁻³),

$n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$: La concentration des électrons à l'obscurité [14],

τ : La durée de vie des électrons (s),

ϕ : L'intensité de la lumière incidente (cm⁻².s⁻¹),

α : Coefficient d'absorption (cm⁻¹),

D : Coefficient de diffusion des électrons (cm².s⁻¹).

Les conditions aux limites en court-circuit sont :

$$n(0) = n_0 \quad (4)$$

et

$$\left(\frac{dn}{dx}\right)_{x=d} = 0 \quad (5)$$

d : L'épaisseur de la couche mince (distance dans la couche mince à partir de l'interface TiO2/TCO).

La densité de courant en court-circuit (JCC) est donnée par l'équation suivante :

$$J_{cc} = \frac{e\phi L\alpha \left[-L\alpha \cos\left(\frac{d}{L}\right) + \sin\left(\frac{d}{L}\right) + L\alpha \exp(-d\alpha) \right]}{(1 - L^2\alpha^2)\cosh\left(\frac{d}{L}\right)} \quad (6)$$

avec :

e : La charge élémentaire,

$L = \sqrt{D\tau}$: La longueur de diffusion de l'électron (cm),

Quand la DSSC fonctionne sous éclairage, une tension apparaît due à la différence de potentiel entre le niveau de Fermi et le potentiel de redox de l'électrolyte. La densité électronique à $x=0$ devient :

$$n(0) = n \quad (7)$$

et la condition aux limites à $x=d$ mentionnée dans l'équation (5) reste inchangée.

La solution de l'équation de continuité (3) avec ces nouvelles conditions devient :

$$V_0 = \frac{kTm}{e} \ln \left(\frac{(J_{cc}-J)L \cosh\left(\frac{d}{L}\right)}{eDn_0 \sinh\left(\frac{d}{L}\right)} + 1 \right) \quad (8)$$

avec :

T (K) : La température absolue ;

k (JK-1) : La constante de Boltzmann.

Le facteur d'idéalité (m) varie entre la valeur de 1 à 2 car la thermo-émission est dominante autour 300°K, en plus dans la plus part des études expérimentales à cette température, il est autour 1.1 à 1.2 [16-18],

L'oxyde conducteur transparent (TCO) hautement dopé (ex. F-dopé, SnO2) a une grande conductivité et peut être considéré comme un métal [19]. Ainsi, l'interface TiO2/TCO peut alors être assimilée à une barrière de Schottky [6].

Sous illumination, le flux d'électrons à travers l'interface TiO2/TCO produit une perte de tension (V_1). Comme les électrons excédentaires sont injectés à partir du colorant excité au lieu des électrons de la bande de valence du TiO2 ; aucune recombinaison ne se produit dans les couches de TiO2 et TCO. C'est pourquoi, seul le transfert de charges à partir de TiO2 vers TCO est considéré. Selon la théorie du contact métal/semi-conducteur, l'association d'un métal et d'un semi-conducteur conduit à un système caractérisé par un niveau de Fermi unique comme il est indiqué dans la figure (4).

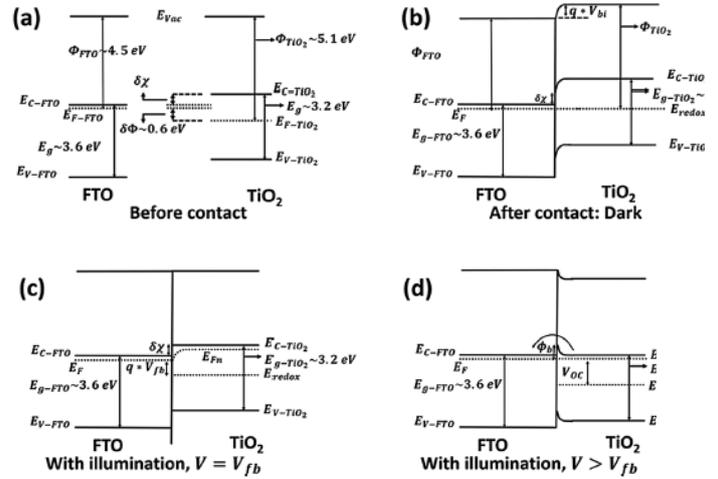


Fig.4: Band diagram detailing the TCO/TiO2 interface (a) before contact, (b) under dark condition, and (c) under illumination and when the applied voltage is equal to the "flat band" condition and photo generated electrons shift the quasi Fermi level, (d) when the applied voltage exceeds the flat band voltage resulting in an energy barrier of ϕ_b for electrons from TiO2 to TCO

La barrière énergétique d'un tel contact ($q\phi_b$) est déterminée par la différence des travaux de sortie et du type de matériau (type n ou p). Dans un cas non-idéal où les travaux de sortie du métal et du semi-conducteur ne sont pas identiques, les niveaux d'énergie des bandes de valence et de conduction se courbent lors de l'établissement de l'équilibre, figure (4.b).

En fonctionnement, l'application d'une tension vient perturber cet équilibre et favorise un écoulement des charges du semi-conducteur vers le métal comme l'indique la figure (4.c).

Le transport de charge à travers la barrière de potentiel peut faire appel à plusieurs mécanismes comme l'indique la figure (5).

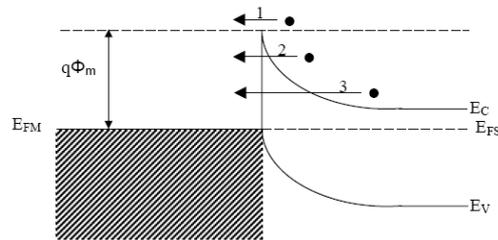


Fig.5: Transport mechanism of charge carrier through a metal / semiconductor potential barrier direct-bias.

1 : Current by thermoemission.

2 : Current by thermoemission assisted by tunnel effect (Fowler-Nordheim).

3 : Current by tunnel effect (Fowler-Nordheim).

Puisque la couche TiO2 est légèrement dopée et la cellule fonctionne à température ordinaire (300°K), les électrons injectés par effet tunnel sont

négligeables et seule l'injection thermoïonique domine dans ce transfert d'électrons [9].

Par conséquent, la perte de tension (V_1) à l'interface TiO_2/TCO selon la théorie de l'émission thermoïonique est donnée par l'équation suivante :

$$J = \gamma(1 - \beta_r)A^*T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV_1}{kT}\right) - 1 \right] \quad (9)$$

avec :

ϕ_b : la hauteur de la barrière de Schottky en (eV),

h : constante de Planck,

β_r : le coefficient de réflexion des électrons à l'interface et il dépend de la nature du métal, dans cette étude est égale à 0 ;

γ : paramètre sans unité, il dépend de qualité et des défaut à l'interface métal/semiconducteur pour des raisons de simplification on prend $\gamma = 1$,

A^* : la constante de Richardson donnée par la suivante équation :

$$A^* = \frac{4\pi m^* e k^2}{h^3} = 6.71 \times 10^6 Am^{-2}K^{-2} \quad (10)$$

m^* est la masse effective de l'électron dans le TiO_2 et sa valeur est donnée par l'équation suivante [6] :

$$m^* = 5,6m_e \quad (11)$$

L'équation (9) devient :

$$V_1 = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{J}{A^*T^2 \exp(-e\phi_b/kT)} \right) \quad (12)$$

Dans la partie qui suit nous nous intéressons au contact électrolyte/ contre électrode. La matière électroactive (solution RedOx) qui est consommée à une électrode plane doit être renouvelée en permanence. Elle est apportée à l'électrode par trois modes possibles : migration, diffusion et convection.

Considérons que $a_i = C_i$ (pour les solutions suffisamment diluées a_i est l'activité et C_i la concentration pour d'une espèce « i ») et que le transport de matière vers l'électrode plane est unidirectionnel selon l'axe des x.

Par convention, l'axe des x est orienté de la surface de l'électrode vers le cœur de la solution, de sorte qu'un flux se dirigeant vers l'électrode sera compté négativement.

$$J_i = -D_i \frac{\partial C_i}{\partial x} - \frac{z_i F}{RT} D_i C_i \frac{\partial \phi(x)}{\partial x} + C_i \vec{V}(x) \quad (13)$$

Dans l'équation (13), le premier terme est lié à la diffusion, le deuxième à la migration et le troisième à la convection. L'équation (13) est difficile à résoudre, mais peut être simplifiée dans certains cas.

Par exemple, le terme lié à la migration s'annule pour des espèces électroactives (dans cette étude I^-/I_3^-) non chargées ; de même, en présence d'un électrolyte support qui assure le transport du courant, la migration des espèces (I^-/I_3^-) est négligeable et on peut adopter le modèle de la couche de Nernst. On a alors un régime de diffusion convective stationnaire avec gradient linéaire de concentration des espèces (I^-/I_3^-) dans une zone de l'espace, d'épaisseur δ , proche de l'électrode et appelée couche de diffusion comme le montre ci-dessous la figure 6.

Cette couche d'électrolyte adjacente à la surface de l'électrode n'est pas affectée par la convection [20].

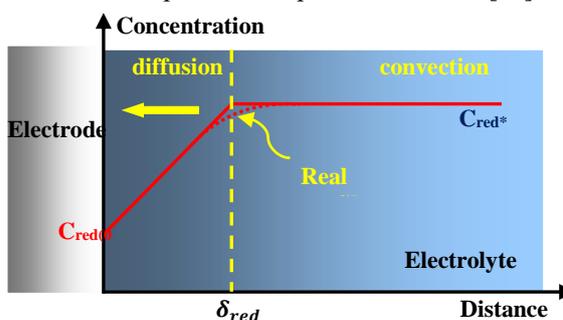


Fig 6 : Nernst layer: stationary convective diffusion regime (case of an oxidation current) [20].

Dans le cas où une espèce Red est consommée à l'électrode (courant d'oxydation), la concentration de cette espèce au cœur de la solution C_{red}^* est supérieure à celle à l'interface $C_{red}(0)$; le flux stationnaire de cette espèce au voisinage de l'électrode (en se limitant au phénomène de diffusion) est :

$$J_{red} = -D_{red} grad C_{red} \quad (14)$$

avec:

$$grad C_{red} = \frac{C_{red}^* - C_{red}(0)}{\delta_{red}}$$

La surtension de transport est obtenue en supposant que le potentiel de la cathode est donnée par l'expression de Nernst, en utilisant la concentration au voisinage de la surface de la contre électrode, ce qui est vrai uniquement si le système Redox (I^-/I_3^-) est suffisamment rapide dans cette zone. En tenant compte de la stœchiométrie de la réduction, on a [21]:

$$V_2 = \frac{RT}{nF} \left\{ \ln \left(\frac{C_o}{C_o(0)} \right) - \ln \left(\frac{C_R^3}{C_R(0)^3} \right) \right\} \quad (16)$$

avec :

$$C_0 = C_0(0) - \frac{Jd}{6F\varepsilon_p D_0} = C_0^{init} + \frac{3dl+3l^2\rho_p+d^2\rho_p}{12F\rho_p D_0(l+\rho_p d)} J \quad (17)$$

$$C_R = C_R(0) + \frac{Jd}{2F\varepsilon_p D_R} = C_R^{init} - \frac{3dl+3l^2\rho_p+d^2\rho_p}{4F\rho_p D_R(l+\rho_p d)} J \quad (18)$$

J: densité de courant (A/m²),

F : constante de Faraday,

d : épaisseur de la couche active poreuse (m),

l : épaisseur de la couche d'électrolyte (m),

ε_p : la porosité de la couche active poreuse.

D_0 et D_R respectivement le coefficient de diffusion de l'oxydant et le réducteur. C_0 , C_R , $C_0(0)$ et $C_R(0)$ représente respectivement la concentration de l'oxydant (I_3^-) et le réducteur (I^-) à l'interface électrolyte/contre électrode et la concentration à $x=0$. C_0^{init} et C_R^{init} sont les concentrations initiales des espèces I_3^- , I^- respectivement.

La concentration des ions (I_3^-) à la surface métallique du contre électrode est nulle ($C_0=0$), à cause que leur réduction se fait rapidement avec les électrons du circuit externe. Donc, à partir de l'équation (17), on peut déduire le courant limite (J_{lim}) dans les conditions de se travail.

$$C_0 = 0 \Rightarrow J_{lim} = \frac{6F\varepsilon_p D_0 C_0(0)}{l} \quad (19)$$

En remplaçant l'équation (8), (12) et (16) dans l'équation (1) on obtient l'expression entre (J) et (V) de la cellule DSSC illustrée dans l'équation suivante :

$$V = \frac{kTm}{e} \ln \left(\frac{(J_{cc}-J)L \cosh\left(\frac{d}{l}\right)}{eDn_0 \sinh\left(\frac{d}{l}\right)} + 1 \right) - \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{J}{A^*T^2 \exp(-e\phi_b/kT)} \right) - \frac{RT}{nF} \left\{ \ln \left(\frac{C_0}{C_0(0)} \right) - \ln \left(\frac{C_R^3}{C_R(0)^3} \right) \right\} \quad (18)$$

III. RESULTATS ET DISCUSSIONS:

L'effet du contact TiO₂/TCO sur les performances de la cellule à colorant dépend de la hauteur de la barrière de Schottky (ϕ_b), de la température et du courant de recombinaison à cette interface. Dans le cas d'un circuit ouvert, la densité de courant de recombinaison des électrons avec l'électrolyte par l'intermédiaire du TCO est de l'ordre de 10⁻⁵ à 10⁻¹ Am⁻² [13].

Dans cette analyse théorique la densité de courant est prise égale à 16 mA.cm⁻²[21,22].

Les résultats représentés dans la figure 7 montrent l'effet de la (ϕ_b) sur la perte de tension (V₁) à différentes températures.

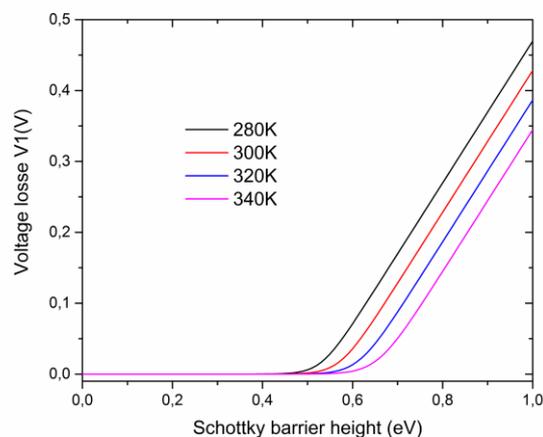


Figure 7: Voltage losses V₁ at TiO₂/TCO interface variation with Schottky barrier height (ϕ_b) at various temperatures.

Il existe une valeur seuil de (ϕ_b) au dessous de laquelle les pertes (V₁) sont négligeables ($\phi_b = 0.5 eV$). Au-delà de ce seuil les pertes augmentent avec l'augmentation de la hauteur de cette barrière (ϕ_b). Ce seuil augmente avec la température. On remarque aussi qu'à basses températures, peu d'énergie thermique est disponible pour que les électrons traversent l'interface TiO₂/TCO ; ainsi, l'augmentation de (V₁) exige une grande énergie électrique.

La figure 8 illustre la variation des pertes (V₁) avec (ϕ_b) pour des densités de courant différentes.

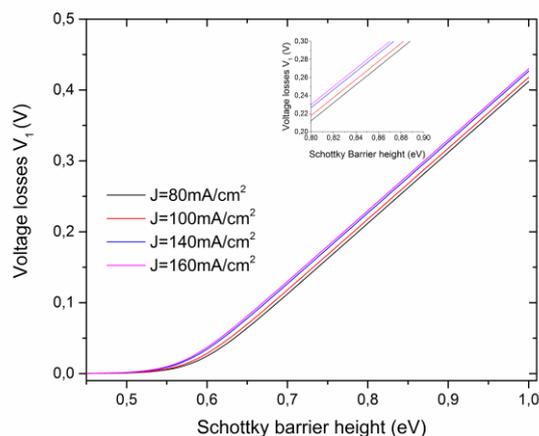


Figure 8: Voltage losses V₁ at TiO₂/TCO interface variation with Schottky barrier height (ϕ_b) at various current densities (J) at 300K.

Ici encore, il existe une valeur seuil de ($\phi_b = 0.55 eV$). L'augmentation de (J) a comme conséquence une diminution de cette valeur critique de (ϕ_b). Puisque la recombinaison au niveau du substrat TCO a un effet négatif sur (Voc), il est préférable d'utiliser un matériau TCO qui a un travail de sortie relativement bas ou d'utiliser une couche de blocage.

Les résultats expérimentaux montrent qu'une couche de blocage au niveau du substrat TCO empêche les « mauvaises » réactions chimiques et améliore les performances de la cellule. [23,24]

L'effet de barrière de Schottky (ϕ_b) sur la caractéristique (J-V) de la cellule est représenté sur la figure 9. En raison de la faible densité de courant de recombinaison dans le cas du circuit ouvert, l'effet du contact TiO₂/TCO sur (V_{oc}) est petit ; mais quand la hauteur de barrière de Schottky est grande, l'influence sur les performances de la cellule est significative.

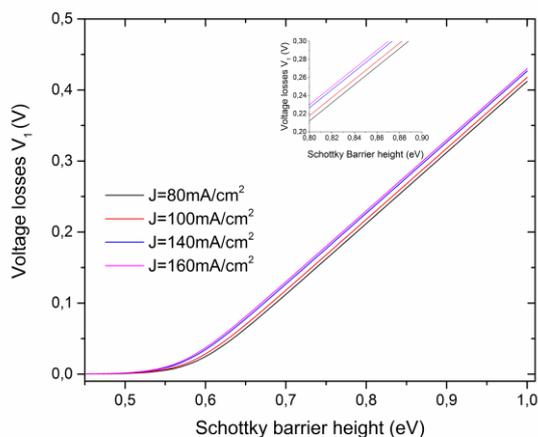


Figure 9: J-V curves at various Schottky barrier height (ϕ_b) at 300K

Dans cette partie, on va s'intéresser à la perte de tension (V_2) calculée à partir de l'équation (16). Selon cette équation il y a que la densité de courant et la porosité de la couche active qui peuvent influencer significativement sur ces pertes comme l'indique la figure 10.

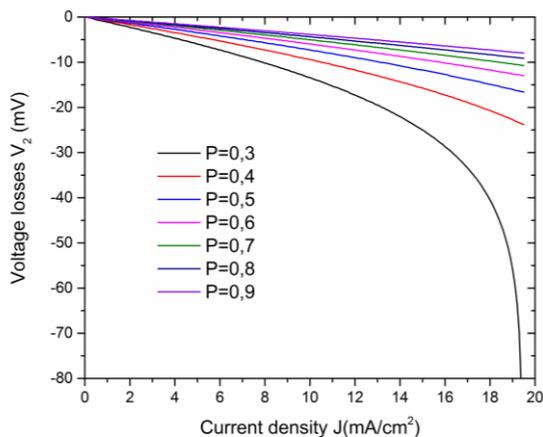
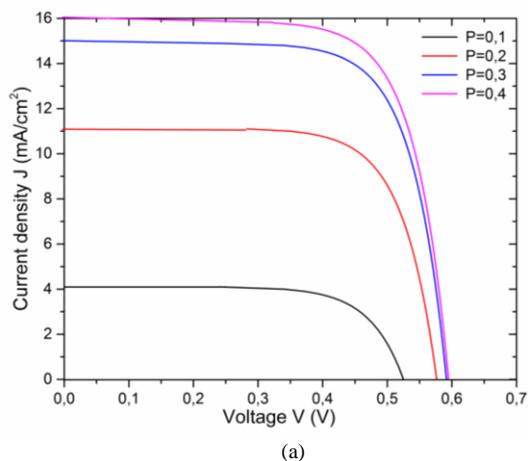


Figure 10: Voltage losses V_2 at electrolyte/counter electrode interface at various porosity of active layer.

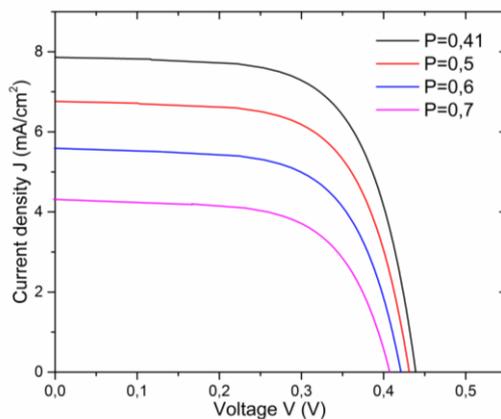
Malgré que ces pertes de tension restent faibles par rapport aux pertes (V_1), causées par le contact TiO₂/TCO, on constate que les pertes V_2 diminuent avec l'augmentation de la porosité de la couche active. Mais la diminution de cette dernière affect

considérablement l'adsorption du colorant et par conséquent l'absorption de la lumière. Elle affecte aussi la mobilité des électrons dans la couche poreuse en favorisant la création des centre de piégeage des porteurs de charge.

Dans le but d'optimiser et de voir l'influence de la porosité sur la caractéristique (J-V), on a fixé la hauteur de la barrière de Schottky ($\phi_b = 0.5 \text{ eV}$) afin de minimiser les pertes (V_1). Les résultats obtenus sont représentés dans la figure (11.a) et la figure (11.b)



(a)



(b)

Figure 11: J-V curves with losses V_1 and V_2 at various porosity of active layer (a): $0.1 \leq \text{porosity } P \leq 0.40$, (b): $0.41 \leq \text{porosity } P \leq 0.7$

A partir des figures (10.a) et (10.b), on peut voir que l'augmentation de la porosité de la couche TiO₂ engendre une nette amélioration dans la caractéristique J-V de la cellule. En plus, au delà d'une valeur optimale $p=0.4$, l'effet de la porosité s'inverse ; l'augmentation de cette dernière diminue considérablement la densité de courant et par conséquent l'efficacité de la cellule DSSC. Des résultats similaires sont obtenus par Meng [22] et Nithyanandam [25].

Les mêmes données numériques dans ce travail mentionnées dans le tableau 1.

TABLE I :
 VALUE OF PARAMETER USED

| Parameter | value |
|--------------|------------------|
| ϕ | 1018 cm-2s-1 |
| α | 5.103 cm-1 |
| τ | 10 ms |
| D | 2.0 10-4 cm-2s-1 |
| d | 10 μ m |
| l | 4 μ m |
| DO | 2.8 10-6 cm-2s-1 |
| DR | 3.0 10-6 cm-2s-1 |
| C_O^{init} | 40 mmol/l |
| C_R^{init} | 500 mmol/l |

La figure 12 illustre la caractéristique J-V. Elle montre l'effet des deux pertes de tension (V1) à l'interface TCO/TiO2 et les pertes (V2) à l'interface électrolyte/contre électrode à 300K. Il est clair que V1 a plus d'effet sur la caractéristique que V2. Cette constatation est la même faite par Meng et al [6] contrairement aux résultats publiés par El Tayyan [8]. Cette différence dans les résultats est normale, car dans cette étude l'impact de la porosité sur coefficient d'absorption ($\alpha(\epsilon p)$) et le coefficient de diffusion ($D(\epsilon p)$) des électrons dans la couche poreuse est pris en considération [22,26,27].

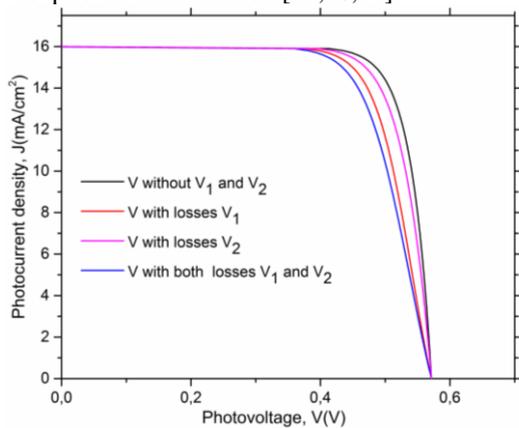


Figure 12: J-V curves of DSSC with V1 and V2 losses at 300K

D'autre part, la présence des pertes V2 (généralement négligées [6]) affect le point de puissance maximale (PPM), mais elle n'influe pas sur la tension en circuit ouvert (Voc) ni sur le courant en court-circuit (Jcc).

IV. CONCLUSIONS

Un modèle de barrière de Schottky basé sur la théorie de l'émission thermionique et l'expression de Nernst, utilisant la concentration (du couple rédox médiateur (I^- / I_3^-)) au voisinage de la surface de la contre-électrode, a été utilisé dans cette étude pour étudier le TiO2 / TCO) et les effets des interfaces électrolyte / contre-électrode sur les courbes JSS du DSSC On constate que les deux contacts affectent le MPP, mais ils n'affectent pas le courant de court-circuit (Jcc) et la tension de circuit ouvert (Voc). sur la température, la densité de courant et la hauteur de la barrière de Schottky et même sur la présence ou non d'une couche antiblocage entre le contact

métallique et le semi-conducteur: la hauteur de la barrière dépassant la valeur critique de 0,6 eV Il augmente également avec l'augmentation de la densité de courant (J).

On peut conclure, dans les conditions de ce travail, que l'influence des pertes de tension à la fois sur l'interface TCO / TiO2 et sur l'électrolyte / contre-électrode affecte les caractéristiques J-V du DSSC spécifiquement MPP, mais n'affecte pas Jcc et Voc.

En outre, il est clair que l'inclusion des pertes de tension à l'électrolyte / contre-électrode (V2) n'affecte pas beaucoup les caractéristiques J-V par rapport aux pertes à l'électrode active (V1).

REFERENCES

- [1] M. Grätzel, "Mesoscopic Solar Cells for Electricity and Hydrogen Production from Sunlight," *Chem. Lett.*, vol. 34, no. 1, pp. 8–13, 2005.
- [2] Ball, J. M., Lee, M. M., Hey, A., & Snaith, H. J., "Low-temperature processed meso-structured thin-film perovskite solar cells," *Energy & Environmental Science*, 6(6), 1739–1743, 2013
- [3] N. Park, "Organometal Perovskite Light Absorbers Toward a 20 % Efficiency Low-Cost Solid-State Mesoscopic Solar Cell," 2013.
- [4] S. Rutile, T. Nanorod, C. H. Nh, P. Perovskite, H. Kim, J. Lee, N. Yantara, P. P. Boix, S. A. Kulkarni, S. Mhaisalkar, M. Gra, and N. Park, "High Efficiency Solid-State Sensitized Solar Cell-Based on Submicrometer Rutile TiO₂ Nanorod and CH₃NH₃PbI₃ Perovskite Sensitizer," *Nano Lett.*, 13, 2412–2417 2013.
- [5] J. Gong, K. Sumathy, Q. Qiao, and Z. Zhou, "Review on dye-sensitized solar cells (DSSCs): Advanced techniques and research trends," *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 68, no. September 2016, pp. 234–246, 2017.
- [6] M. Ni, M. K. H. Leung, D. Y. C. Leung, and K. Sumathy, "Theoretical modeling of TiO₂/TCO interfacial effect on dye-sensitized solar cell performance," *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 90, no. 13, pp. 2000–2009, 2006.
- [7] M. Onodera, R. Nagumo, R. Miura, A. Suzuki, H. Tsuboi, N. Hatakeyama, A. Endou, H. Takaba, M. Kubo, and A. Miyamoto, "Multiscale simulation of dye-sensitized solar cells considering schottky barrier effect at photoelectrode," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 50, no. 4 PART 2, pp. 2–7, 2011.
- [8] A. A. El Tayyan, "Dye sensitized solar cell: parameters calculation and model integration," *J. Electron Devices*, vol. 11, pp. 616–624, 2011.
- [9] K. M. Lee, V. Suryanarayanan, and K. C. Ho, "Influences of different TiO₂ morphologies and solvents on the photovoltaic performance of dye-sensitized solar cells," *J. Power Sources*, vol. 188, no. 2, pp. 635–641, 2009.
- [10] J. Kr, "Photocatalytic properties of different TiO₂ thin films of various porosity and titania loading," *Catalysis Today*, vol. 161, pp. 29–34, 2011.
- [11] J. Fan, Z. Li, W. Zhou, Y. Miao, Y. Zhang, and J. Hu, "Applied Surface Science Dye-sensitized solar cells based on TiO₂ nanoparticles / nanobelts double-layered film with improved photovoltaic performance," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 319, pp. 75–82, 2014.
- [12] N. J. Cherepy, G. P. Smestad, M. Gratzel, J. Z. and Zhang, "Ultrafast Electron Injection: Implications for a Photoelectrochemical Cell Utilizing an Anthocyanin Dye-Sensitized TiO₂ Nanocrystalline Electrode", *J. Phys. Chem. B*, 101, 9342-9351, (1997).
- [13] P. J. Cameron, L.M. Peter, *J. Phys. Chem. B* 109 (2005) 7392.
- [14] G. Rothenberger, D. Fitzmaurice, M. Gratzel, *J. Phys. Chem.* 96 (1992) 5983.
- [15] S. Sodergren, A. Hagfeldt, J. Olsson, S.E. Lindquist, *J. Phys. Chem.* 98 (1994) 5552.
- [16] Selman AM, Hassan Z, "Fabrication and characterization of metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetector based on rutile TiO₂ nanorod," *Materials Research Bulletin* 73, 29–37, 2016
- [17] Devi LG, Kavitha R, "A review on plasmonic metal-TiO₂ composite for generation, trapping, storing and dynamic vectorial transfer of

- photogenerated electrons across the Schottky junction in a photocatalytic system,” *Appl Surf Sci*,360,601-622,2015.
- [18] P. B. Pillai, A. N. C. Mendoza, M. M. De Souza, and G. Bree, “Extraction of Schottky barrier at the F-doped SnO₂ / TiO₂ interface in Dye Sensitized solar cells,” vol. 13142, pp. 1–11, 2014.
- [19] Tang Y, Wang C, Hu Y, Huang L, Fu J, “Superlattices and Microstructures Preparation of anatase TiO₂ nanorods with high aspect ratio for high-performance dye-sensitized solar cells,” *Superlattices Microstruct*. 89,pp.1-6,2016.
- [20] D. Devilliers and E. Mahé, “Cellules électrochimiques : aspects thermodynamiques et cinétiques Applications aux générateurs et aux électrolyseurs industriels,” *Actual. Chim.*, no. 3, pp. 31–40, 2003.
- [21] Papageorgiou N, Grätzel M, Infelta PP, “On the relevance of mass transport in thin layer nanocrystalline photoelectrochemical solar cells,” *Sol Energy Mater Sol Cells*;44(4):405-438,1996.
- [22] Ni, M. K. H. Leung, D. Y. C. Leung, and K. Sumathy, “An analytical study of the porosity effect on dye-sensitized solar cell performance,” vol. 90, pp. 1331–1344, 2006.
- [23] Cameron, P. J., Peter, L. M, “Characterization of titanium dioxide blocking layers in dye-sensitized nanocrystalline solar cells,” *The Journal of Physical Chemistry B*, 107(51), 14394-14400, 2003.
- [24] Y. M. Sung, “Deposition of TiO₂ blocking layers of photovoltaic cell using rf magnetron sputtering technology,” *Energy Procedia*, vol. 34, pp. 582–588, 2013.
- [25] K. Nithyanandam and R. Pitchumani, “Analysis and design of dye-sensitized solar cell,” *Sol. Energy*, vol. 86, no. 1, pp. 351–368, 2012.
- [26] J. Kr, “Photocatalytic properties of different TiO₂ thin films of various porosity and titania loading,” vol. 161, pp. 29–34, 2011.
- [27] F. Keymasi, A. Keshavarz, and M. Hatami, “Optik The effect of porosity on the current electron density at dye solar cell,” *Opt. - Int. J. Light Electron Opt.*, vol. 126, no. 20, pp. 2539–2542, 2015.