

Conception et optimisation d'émetteurs sélectifs pour applications thermophotovoltaïques

Elyes NEFZAOUI *, Jérémie DREVILLON and Karl JOULAIN

Institut Pprime, CNRS-Université de Poitiers-ENSMA, Département Fluides, Thermique, Combustion, ESIP-Bâtiment de mécanique, 40, avenue du Recteur Pineau, F 86022 Poitiers, Cedex, France

() elyes.nefzaoui@univ-poitiers.fr*

Résumé - Nous présentons des structures multicouches de silicium et de silicium dopé assez simples (nombre de couches limité à 4) exhibant une émission thermique cohérente en champ lointain. Les structures ont été obtenues après optimisation avec la méthode des essaims de particules. Le pic d'émission a été calibré pour correspondre à la longueur d'onde du gap d'un convertisseur photovoltaïque (GaSb). On montre avec un calcul simplifié du rendement d'un système thermophotovoltaïque (émetteur + convertisseur) que ce type de structures permet d'augmenter sensiblement les rendements.

Nomenclature

| | | | |
|----------|------------------------|----------------------|-----------------------|
| T | Température | Symboles grecs | |
| P | Puissance | ϵ | Émissivité |
| I | Émittance | λ | Longueur d'onde |
| I_{ph} | Courant photogénéré | θ | Angle d'incidence |
| V | Tension | Indices et exposants | |
| E | Énergie | g | Gap du semiconducteur |
| e | Charge de l'électron | e | Électrique |
| h | Constante de Planck | m | Maximal |
| c | Célérité de la lumière | r | Radiatif |

1 Introduction

Un système thermo-photovoltaïque est un système qui vise à convertir l'énergie thermique rayonnée par un corps à une température d'émission T_e en électricité de la même façon qu'un système photovoltaïque convertit le rayonnement solaire. Il existe néanmoins une différence fondamentale entre les deux systèmes aux implications non négligeables : la température de l'émetteur d'un système thermo-photovoltaïque (autour de 1000K typiquement) est beaucoup plus faible que la température de surface du soleil (6000K). Cela implique qu'une grande partie du rayonnement émis se trouve dans la partie infra-rouge du spectre électromagnétique ce qui nécessite l'utilisation de matériaux à très faible gap (AsIn, GaSb), différents de ceux utilisés en photovoltaïque (Si). Les

limites théoriques de rendement des systèmes photovoltaïques (et *a fortiori* des systèmes thermo-photovoltaïques) sont connues depuis assez longtemps [8]. Diverses solutions ont été proposées depuis [1] pour dépasser ces limites dont l'utilisation d'un système complexe de filtres et de réflecteurs permettant de récupérer l'énergie non convertie ou encore les cellules tandems comprenant différents matériaux photosensibles adaptés à différentes régions du spectre électromagnétique. Une solution assez prometteuse qu'on se propose d'étudier ici concerne l'utilisation d'émetteurs sélectifs. On appelle émetteur sélectif, une source thermique qui émettrait très intensément dans une certaine bande spectrale, au plus près du gap du matériau photosensible, et qui n'émettrait rien ailleurs. C'est une sorte d'émetteur adapté au photorécepteur. En effet, il a été récemment montré qu'on peut avoir un rayonnement thermique très différent de celui d'un corps noir, en le contrôlant spectralement et directionnellement [5]. Plusieurs auteurs se sont intéressés à ce genre d'émetteurs et ont proposé des solutions originales à base de cristaux photoniques monodimensionnels [6] cristaux photoniques à défauts [2] ou encore des structures multicouches quelconques [4] mais qui restent assez complexes dans la plupart des cas pour pouvoir envisager une fabrication industrielle. On commencera par présenter un calcul simplifié du rendement d'un système thermo-photovoltaïque fonctionnant avec un corps noir comme émetteur et on vérifiera qu'on n'arrive pas à dépasser les limites théoriques connues depuis longtemps. On proposera par la suite des structures susceptibles de jouer le rôle d'émetteurs sélectifs et on montrera qu'elles permettent de dépasser largement les limites de rendement communément admises pour des systèmes à cellules photovoltaïques mono-jonction.

2 Rendement d'un système thermo-photovoltaïque

On présente ici un modèle simplifié pour le calcul du rendement d'un système thermo-photovoltaïque qui sera considéré par la suite pour comparer les systèmes avec différents émetteurs. Le rendement est donné par le rapport de la puissance électrique fournie par la puissance radiative incidente :

$$\eta = \frac{P_e}{P_r}$$

La puissance radiative incidente par unité de surface est donnée par

$$P_r = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,\theta} I_{\lambda,\theta}(T_e) d\lambda d\theta$$

où $\varepsilon_{\lambda,\theta}$ est l'émissivité de l'émetteur et $I_{\lambda,\theta}(T_e)$ l'émittance du corps noir à la température de l'émetteur T_e . Pour le calcul de la puissance électrique, on effectue plusieurs hypothèses qui simplifient significativement le calcul :

- Tous les photons incidents sont absorbés.
- Chaque photon d'énergie supérieure à l'énergie du gap E_g donne naissance à une et une seule paire électron-trou.
- Toutes les paires électron-trou créées sont récupérées à une tension $V = \frac{E_g}{e}$ et contribuent à la puissance électrique finalement obtenue (pas de recombinaisons, rendement de collecte de 1).
- Tout le rayonnement émis par la source est intercepté par le récepteur (facteur de forme de 1).

Selon les hypothèses précédentes, il suffit de déterminer le nombre de photons incidents ayant une énergie supérieure à E_g (qu'on appellera photons utiles) pour avoir le nombre d'électrons photogénérés et par la suite le courant et la puissance électriques. La densité de flux de photons utiles est donné par :

$$N = \int_0^{2\pi} \int_0^{\lambda_g} \frac{\epsilon_{\lambda,\theta} I_{\lambda,\theta}(T_e)}{(hc/\lambda)} d\lambda d\theta$$

On obtient alors une densité de courant photogénéré

$$I_{ph} = eN$$

et une puissance électrique par unité de surface

$$P_e = I_{ph}V$$

On considère un corps noir à 1600K pour émetteur. La figure 3-(b) présente le rendement d'un système thermo-photovoltaïque en fonction de la longueur d'onde du gap du matériau photosensible λ_g . Un rendement maximal $\eta_m \simeq 0.45$ est observé pour $\lambda_g \simeq 4\mu\text{m}$. On retrouve la limite théorique présentée par Shockley *et al.*[8] avec des hypothèses similaires. Les deux sources essentielles de baisse de rendement prises en comptes ici sont la non conversion des photons ayant une énergie inférieure à celle du gap et la perte du surplus d'énergie contenu dans les photons d'une énergie supérieure à celle du gap. On rappelle que la longueur d'onde d'émission maximale d'un corps noir à 1600K est de $\lambda_m = 1.8\mu\text{m}$. On comparera par la suite ces rendements à ceux obtenus pour un système fonctionnant avec un émetteur sélectif autour de λ_m .

3 Conception et optimisation d'émetteurs sélectifs

Dans le paragraphe précédent, on a vu qu'une grande partie de l'énergie du rayonnement incident n'est pas convertie en électricité, notamment celle contenue dans les photons peu ou trop énergétiques par rapport à l'énergie du gap du matériau semiconducteur. Dans le présent paragraphe, on propose une méthode de conception et d'optimisation d'émetteurs qui n'émettent pas de tels photons, premiers responsables des faibles rendements. En effet, on se propose de concevoir une source émettant essentiellement autour du pic d'émission du corps noir à 1600K dans une bande spectrale étroite. Alors qu'un tel corps noir émet 95% de son énergie radiative entre $0.9\mu\text{m}$ et $7.2\mu\text{m}$, l'émetteur sélectif émettra entre $1.6\mu\text{m}$ et $2\mu\text{m}$. Le choix de la largeur de la bande d'émission est pour l'instant arbitraire. On essaiera pour cela d'avoir une structure présentant une émissivité proche de l'unité dans cette bande et nulle ailleurs. L'émissivité recherchée est présentée sur la figure 1. On essaiera d'obtenir de telles propriétés radiatives avec des structures multi-couches. La structure susceptible d'exhiber de telles propriétés est inconnue *a priori*. Il s'agit d'un problème inverse dans lequel on ne connaît ni le nombre de couches, ni leur composition, ni leurs épaisseurs. Une méthode de conception et d'optimisation adéquate est donc nécessaire. Les méthodes stochastiques paraissent un bon candidat afin de pouvoir explorer tout l'espace des possibles. Drevillon *et al.* se sont déjà intéressés à ce problème à l'aide d'algorithmes génétiques [4] mais les structures obtenues restent trop complexes (composées de dizaines de couches). En ce qui nous concerne, on utilise un algorithme d'optimisation à essaim de particules [3]. Cette méthode appliquée à ce problème particulier a été détaillée dans

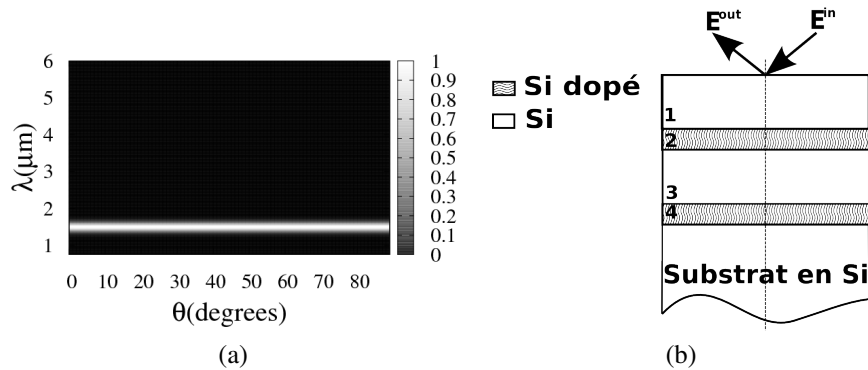


FIGURE 1:

(a) Emissivité cible.

(b) Structure à quatre couches à base de silicium et de silicium dopé. Le silicium est dopé de type p à $2.62 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Les épaisseurs des différentes couches 1,2,3 et 4 sont 376nm, 48nm, 194nm et 30nm respectivement.

un précédent travail [7]. Des structures à base de semiconducteurs, métaux et diélectriques ont été recherchées. On présentera ici des structures à base de silicium et de silicium dopé qui permettent d'avoir une grande variété de spectres d'émission en fonction du dopage considéré. Les paramètres que l'algorithme doit déterminer pour trouver une structure ayant les propriétés radiatives recherchées sont le nombre de couches, la composition des couches successives (silicium ou silicium dopé, le degré de dopage pour le second cas) ainsi que leurs épaisseurs. Le nombre maximum des couches a été fixé à 50, l'épaisseur maximale à 400nm et le dopage maximal à $5.10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Une grande variété de structures a été obtenue. On en propose dans la suite des structures à quatre couches qui sont parmi les plus simples.

4 Résultats

Une structure à quatre couches de silicium et de silicium dopé est présentée sur la figure 1. L'émissivité spectrale et directionnelle de cette structure pour les deux polarisations de la lumière p et s est présentée sur la figure 2. On observe bien un pic d'émission autour de $1.8 \mu\text{m}$ et une émissivité nulle partout ailleurs. La figure 3-a représente l'émittance hémisphérique de cette structure et celle d'un corps noir, les deux considérés à $T_e = 1600\text{K}$, ce qui permet d'apprécier le rétrécissement du domaine spectral d'émission tout en ayant des niveaux d'émission maximaux comparables. Le rendement d'un système TPV fonctionnant avec les deux sources est tracé sur la figure 3. On arrive à dépasser largement le rendement maximal $\eta_m = 0.44$ présenté par Shockley *et al.* [8] pour un système avec un émetteur du type corps noir. On observe aussi, une variation brutale du rendement du système autour de $\lambda = 1.8 \mu\text{m}$. De plus, étant donné que le rayonnement de l'émetteur sélectif s'effectue sur une bande spectrale assez étroite, le rendement du système avec ce type d'émetteur

chute beaucoup plus rapidement qu'un système avec une source corps noir. Un émetteur sélectif n'est donc intéressant que s'il est couplé avec un matériau photosensible qui correspond à sa longueur d'onde d'émission. L'exemple considéré a été choisi car il convient très bien à un matériau très utilisés en TPV : le GaSb ($\lambda_g \simeq 1.8\mu\text{m}$). De plus, avec les structures à quatre couches de silicium et de silicium dopé, on parvient facilement à contrôler la longueur d'onde du pic d'émission en variant les épaisseurs des différentes couches, ce qui permet d'adapter l'émetteur à d'autres photorécepteurs. Le taux de dopage quant à lui, permet de contrôler la largeur de la bande d'émission. On peut ainsi obtenir différentes puissances radiatives et donc électriques. La largeur de la bande d'émission de l'émetteur sélectif (largeur à mi hauteur du pic d'émission de $0.2\mu\text{m}$ pour l'exemple présenté) est très inférieure à celle d'un corps noir. Ceci impliquera inévitablement des puissances électriques beaucoup plus faibles malgré les hauts rendements et limitera l'utilisation de ce genre d'émetteurs à des applications nécessitant de faibles puissances (l'électronique de bord d'un petit satellite par exemple). Finalement, les rendements réels de ces systèmes seront bien évidemment inférieurs à ceux présentés ici car différents phénomènes limitant le rendement ne sont pas pris en compte dans nos calculs. Cela ne biaise pas pour autant la comparaison entre les deux émetteurs puisque les calculs sont effectués sous les mêmes hypothèses.

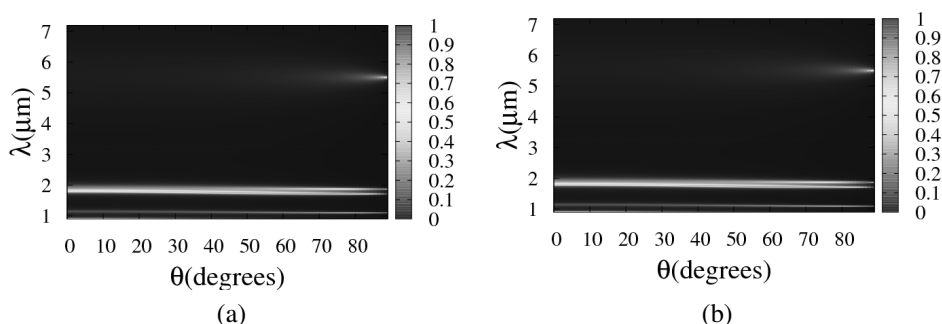


FIGURE 2: Émissivité spectrale et directionnelle de la structure à quatre couches présentée sur la figure 1 pour les deux polarisation p (a) et s (b) de la lumière.

5 Conclusion

Nous avons proposé dans ce travail une structure multi-couche assez simple qui pourrait être utilisée comme émetteur sélectif pour des systèmes TPV performants. Sur la base d'un calcul simplifié, on a montré que le rendement d'un système TPV utilisant ce type d'émetteur dépasse largement celui d'un système avec un émetteur quelconque. De plus, la structure proposée est adaptable à différents type de photorécepteurs ce qui permet d'avoir des systèmes avec des rendements et des puissances électriques différentes. Ces résultats sont certes prometteurs, mais restent à relativiser car différents phénomènes physiques limitant le rendement (absorption partielle, recombinaisons, ...) ne sont pas pris en compte. De plus, les propriétés radiatives des matériaux utilisés dans nos calculs ont été prises à 300K alors que l'émetteur est supposé fonctionner à une température beaucoup plus élevée (1600K). Ces résultats sont donc à considérer avec précaution et une corroboration expérimentale reste primordiale.

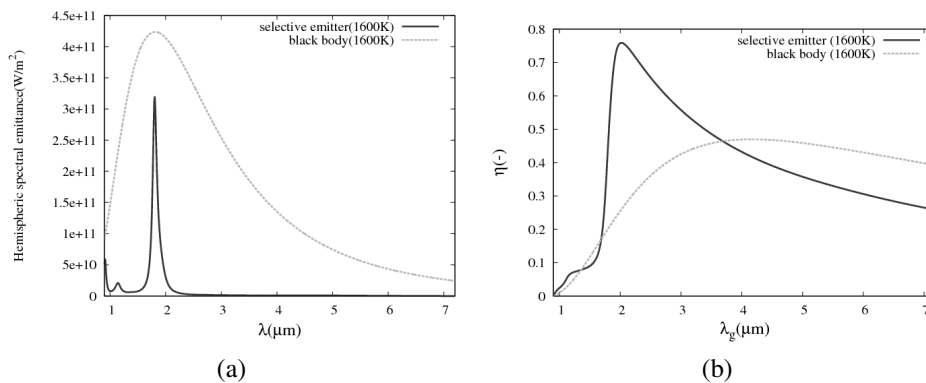


FIGURE 3:

(a) Emittance spectrale hémisphérique d'un corps noir et de la structure multicouche présentée sur la figure 1, les deux considérés à 1600K.

(b) Rendement d'un système thermo-photovoltaïque fonctionnant avec les deux types de sources considérées à 1600K en fonction de la longueur d'onde du gap du matériau photosensible.

Références

- [1] S. Basu, Y.-B. Chen, and Z. M. Zhang. Microscale radiation in thermo-photovoltaic devices-a review. *International Journal of Energy Research*, 31 :689–716, 2007.
- [2] Philippe Ben-Abdallah and Bo Ni. Single-defect bragg stacks for high-power narrow-band thermal emission. *Journal of Applied Physics*, 97(10) :104910, 2005.
- [3] M. Clerc. *L'optimisation par essais particuliers*. Hermes Science Publications, 2004.
- [4] Jérémie Drevillon and Philippe Ben-Abdallah. Ab initio design of coherent thermal sources. *Journal of Applied Physics*, 102(11) :114305, 2007.
- [5] Jean-Jacques Greffet, Remi Carminati, Karl Joulain, Jean-Philippe Mulet, Stéphane Mainguy, and Yong Chen. Coherent emission of light by thermal sources. *Nature*, 416 :61–64, 2002.
- [6] B. J. Lee, C. J. Fu, and Z. M. Zhang. Coherent thermal emission from one-dimensional photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 87 :071904 – 071904–3, 2005.
- [7] E. Nefzaoui, J. Drevillon, and K. Joulain. Nanostructures thermal emission optimization using genetic algorithms and particle swarms. In *International Conference on Evolutionary Computation (ICEC 2010)*, Valence, Spain, October 2010.
- [8] William Shockley and Hans J. Queisser. Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells. *Journal of Applied Physics*, 32 :510–519, 1961.