

Diseño de absorbedor-emisor selectivo a base de nanotubos de carbono y tungsteno para aplicaciones termo-fotovoltaicas

Design of selective absorber-emitter based on carbon nanotubes and tungsten for thermo-photovoltaic applications

José Antonio **García-Merino**

Universidad Tecnológica Metropolitana, Facultad de Ingeniería/Departamento de Mecánica, Santiago, CHILE

ORCID: 0000-0002-3296-6315 | jgarciam@utem.cl

Recibido 25-04-2024, aceptado 12-05-2024.

Resumen

En esta investigación se formula el diseño de una celda solar termo-fotovoltaica que aumenta la eficiencia energética por medio de un proceso de emisión foto-termiónica. La celda propuesta busca transformar la luz solar en energía eléctrica asistida por un proceso térmico intermedio utilizando materiales nanoestructurados. Nanotubos de carbono alineados verticalmente actuarán como eficientes absorbedores de la luz solar para generar emisión de portadores térmicos y elevar su temperatura. El calor generado se transferirá por conducción a un cristal fotónico de tungsteno con un patrón de crecimiento periódico que emitirá selectivamente un espectro de energía el cual pueda ser absorbido por una celda fotovoltaica. El cambio de temperatura de los nanotubos de carbono, además de excitar al cristal fotónico, servirá para generar una corriente eléctrica por medio del efecto foto-termiónico. La suma de la corriente foto-termiónica a la corriente fotovoltaica aumenta la eficiencia energética de la celda en un 4.8%.

Palabras clave: cristal fotónico, emisión foto-termiónica, fotoelectricidad.

Abstract

In this research, the design of a thermophotovoltaic solar cell is formulated to increase energy efficiency through a photo-thermionic emission process. The proposed cell aims to transform sunlight into electrical energy assisted by an intermediate thermal process using nanostructured materials. Vertically aligned carbon nanotubes will act as efficient absorbers of sunlight to generate thermal carrier emission and elevate their temperature. The generated heat will be transferred by conduction to a tungsten photonic crystal with a periodic growth pattern that will selectively emit an energy spectrum which can be absorbed by a photovoltaic cell. The temperature change of the carbon nanotubes, in addition to exciting the photonic crystal, will serve to generate an electric current through the photo-thermionic effect. The addition of the photo-thermionic current to the photovoltaic current increases the energy efficiency of the cell by 4.8%.

Index terms: photonic crystal, thermionic emission, photoelectricity.

I. INTRODUCCIÓN

La búsqueda de nuevas fuentes de energía no carbonáceas que sean amigables con el medioambiente es uno de los retos más importantes a nivel mundial. En particular, México también está en la búsqueda de reformar su matriz energética conforme a estos requerimientos, esperando que para el año 2024 el 35% de la energía utilizada en el país sea generada a través de fuentes renovables, lo que incluso deberá llegar a un 43% para el año 2030 [1]. Es por esto que resulta un gran desafío científico investigar sobre nuevas formas para la recolección, conversión y almacenamiento de las denominadas “energías limpias”. Dentro de las principales fuentes de energías renovables existentes en el planeta solo la energía solar puede ser explotada a una escala proporcional a los requerimientos energéticos del constante aumento de la población mundial, ya que la radiación solar que incide en la corteza terrestre es de 180000 TW por año [2], [3].

Recientemente, una alternativa promisoría para convertir la energía solar a energía eléctrica son las celdas solares termo-fotovoltaicas (TPV, por sus siglas en inglés). Estas celdas han demostrado sobrepasar los límites teóricos de eficiencia de las celdas a base de silicio en un rango de entre 30% a 70%, pudiendo alcanzar hasta 85% para casos ideales [4]. Las celdas TPV siguen en constante rediseño y estudio ya que la conversión de luz en energía eléctrica no es directa y requieren de un sistema absorbedor-emisor que optimice el espectro de emisión mediante un cristal fotónico [5]. El cristal genera una emisión selectiva, excitando así una celda fotovoltaica (PV) que finalmente convertirá la energía solar en eléctrica. Se espera que los fotones de la emisión selectiva se encuentren por debajo de la banda prohibida de la celda PV, para eliminar las pérdidas que producen los fotones no absorbidos [5].

Para lograr el proceso de emisión selectiva, es necesario que el absorbedor alcance una temperatura por encima de 1000 K. Por tanto, se requiere un material que tenga una alta absorción óptica en todo el espectro visible y cercano al infrarrojo, y un punto de fusión alto. Un material que cumple con estas características son los nanotubos de carbono (CNT). Adicionalmente, para aumentar la eficiencia de la celda TPV, se pretende utilizar la energía térmica de los CNT y convertirla en corriente eléctrica por medio del efecto fototermiónico. Este efecto transforma una fuente de luz en energía eléctrica por medio de emisión termiónica [6]. La emisión termiónica de un material se debe a la liberación de portadores de carga con suficiente energía térmica hacia el vacío. Este efecto se origina a temperaturas muy elevadas, en donde los electrones con energías cinéticas mayores que la barrera de la función de trabajo pueden escapar de la superficie del material. Aquellos que crucen el límite en la superficie transformarán parte de su energía cinética en energía potencial. Este proceso se debe de realizar en paralelo con la emisión selectiva, de tal manera que las corrientes generadas en la celda PV y la emisión foto-termiónica incrementen la eficiencia de la celda TPV. Por ello, este trabajo describe la propuesta de un sistema absorbedor con base de CNT verticalmente alineados y el diseño de un emisor selectivo a base de un cristal fotónico de tungsteno, de tal manera que trabajen simultáneamente para aumentar la eficiencia total del sistema.

II. METODOLOGÍA

A. Configuración de celda termo-fotovoltaica

El diagrama de la celda TPV a estudiar se presenta en la Fig. 1. Esta celda se considera dentro de una cámara de vacío para generar una eficiente emisión foto-termiónica y propagación de la emisión selectiva, así como evitar pérdidas de calor por convección. El sistema consiste en una etapa de conversión de energía solar a energía térmica por medio de un absorbedor. El absorbedor, conducirá calor hacia el emisor, el cual está diseñado para emitir radiación térmica en una banda estrecha de energía. Idealmente, la emisión de energía debe correlacionarse con el máximo de absorción de energía de la celda PV. Esta condición hace que la celda absorba gran parte de la energía y la transforme en electricidad, minimizando las pérdidas por difusión de calor y reflexión [7]. Por otra parte, y ya que el absorbedor debe de elevar su temperatura entre los 1000-1400 K, la energía térmica se reutilizará en forma de emisión de portadores térmicos. Para ello se propone la incorporación de un contraelectrodo semiconductor transparente de óxido de estaño dopado con flúor (FTO) el cual recolecte

los electrones emitidos por el absorbedor. Este proceso se lleva a cabo por medio del efecto foto-termiónico y puede emitir en el rango de los kA/m^2 [6].

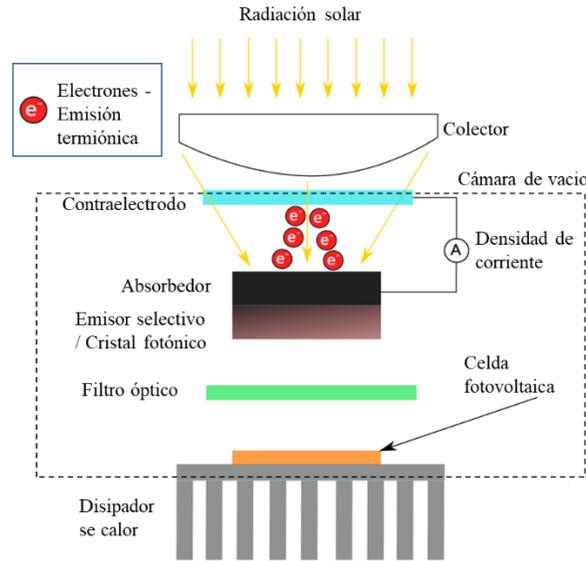


Fig. 1. Configuración de celda termo-fotovoltaica (TPV) asistida por emisión foto-termiónica.

B. Celda fotovoltaica

La celda PV considerada es de Antimoniuro de indio-galio-arsénico (InGaAsSb), debido a que presenta un máximo de absorción ancho, que se encuentra dentro del rango de los $1.0 - 2.0 \mu\text{m}$, e inicia su absorción a los $\lambda_g = 2.34 \mu\text{m}$ (lo que significa que posee una banda prohibida de 0.53 eV) [8]. Este semiconductor se utiliza para construir dispositivos optoelectrónicos que detectan eficientemente longitudes de onda infrarrojas. Además, resuelve ciertos problemas que presentan las celdas de silicio en voltaje de circuito abierto, ya que el nivel de Fermi no está dentro de la banda prohibida [9].

C. Absorbedor

Uno de los materiales más utilizados para absorber la radiación electromagnética solar son los CNT. Este material nanoestructurado tiene propiedades fototérmicas sobresalientes ya que tienen una alta absorción óptica en todo el espectro visible y cercano al infrarrojo, poseen una alta conductividad térmica y un punto de fusión elevado [10], [11], [12]. La distribución más adecuada para el absorbedor es utilizar CNT con un crecimiento verticalmente alineado con el sustrato, esta configuración ha demostrado tener absorbancia óptica cercana a 0.98 [13].

D. Emisor selectivo o cristal fotónico

Para obtener un espectro de emisión que pueda correlacionarse con la absorción de la celda PV de InGaAsSb se utilizará el tungsteno (wolframio). Para limitar la emisión del material se microestructura de tal forma que tenga un arreglo periódico bien definido. Los cristales fotónicos más utilizados por su gran controlabilidad son arreglos micro-porosos con radio de poros (r), espesor (d) y periodicidad (a) del orden de los μm . La Figura 2(a) muestra un esquema de la celda unitaria de este tipo de emisor selectivo y una imagen generada en un Microscopio Electrónico de Barrido (SEM, por sus siglas en inglés) obtenida en [14]. El cristal fotónico debe de hacer contacto físico por la parte trasera del absorbedor de tal manera que exista un equilibrio térmico y este eleve su temperatura para emitir cierto espectro de radiación de cuerpo negro. La relación de aspecto que deben de guardar el radio y el espesor de los poros es fundamental para el diseño ya que esto limita la propagación

frecuencial de ciertas longitudes de onda [15]. La Fig. 2(b) muestra un gráfico del espectro de emisión ideal de un cristal fotónico para excitar eficientemente los electrones por encima de la banda prohibida de la celda PV.

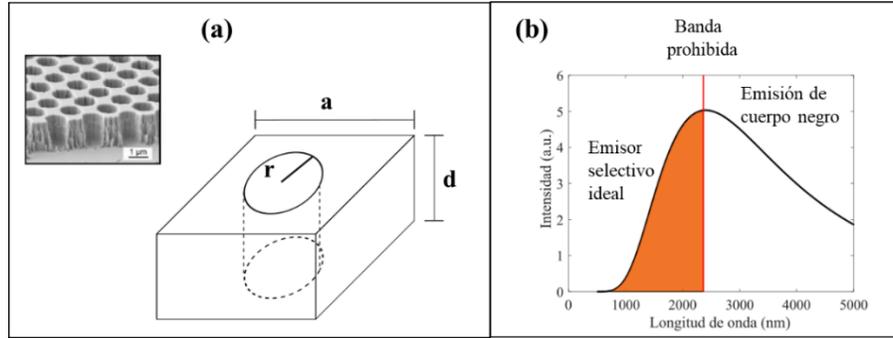


Fig. 2. (a) Morfología de poros del cristal fotónico (imagen SEM obtenida de [14]).
(b) Espectros de emisor de cuerpo negro y emisor ideal.

III. TEORÍA Y DISEÑO

A. Diseño de absorbedor

El diseño del absorbedor se basa en seleccionar los CNT adecuados para una difusión rápida del calor hacia el cristal fotónico, y un recubrimiento que reduzca la función de trabajo y así la emisión foto-termiónica sea más eficiente. La altura del arreglo vertical de CNT se espera que sea mayor a 5 μm, para asegurar una buena penetración de la luz incidente. Por otra parte, el control de la temperatura en la fabricación permitirá regular su cristalinidad [16]. Los CNT de baja cristalinidad son los apropiados ya que tienen una estructura desordenada y esto hace que aumente la conductividad y difusividad térmica [17]. Este tipo de CNT se suele sintetizar por medio de depósito químico de vapor a una temperatura de 700 a 800°C.

Por otra parte, para aprovechar la alta temperatura a la que se somete el absorbedor, se implementará una etapa de extracción de portadores térmicos por medio del efecto fototermiónico. Esta emisión se define por la ley de Richardson y la ecuación que describe la densidad de corriente generada en los CNT en función de la temperatura es [16]:

$$J_{term} = A_r T^2 e^{-\varphi/k_B T} \quad (1)$$

donde A_r es la constante de Richardson, k_B es la constante de Boltzmann, φ es la función de trabajo, T es la temperatura. De la ecuación (1) podemos inferir que la densidad de corriente puede aumentar al disminuir φ . Ya que la función de trabajo de los CNT es elevada (5 eV) [18], se requiere de valores muy altos de temperatura para generar una eficiente emisión foto-termiónica. Una alternativa para mejorar las características de emisión de los CNT puede ser el anclaje o recubrimiento de otro material en su superficie. Por ejemplo, para cátodos de emisión de campo se han utilizado películas delgadas de óxidos y sales de metales alcalinos o alcalinotérreos debido a su baja función de trabajo [19]. Recientemente, películas ultradelgadas (~ 2 nm) de fluoruro de bario (BaF₂) han demostrado disminuir la función de trabajo en cátodos de GaAs en hasta 2.0 eV [20]. Debido a los espesores nanométricos utilizados, se espera que estos materiales no modifiquen representativamente la absorción óptica de los CNT, y solo asistan en una mejor emisión fototermiónica. La Fig. 3 muestra un gráfico comparativo de la densidad de corriente en función de la temperatura generada en un cátodo constituido por CNT y otro por CNT recubiertos con BaF₂ (CNTs/BaF₂). En las curvas se observa la potencialización del efecto foto-termiónico al funcionalizar la superficie.

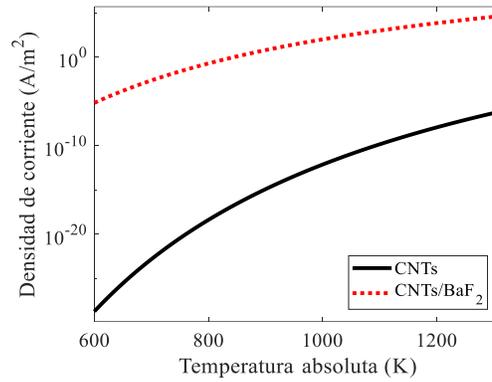


Fig. 3. Densidad de corriente térmica en función de la temperatura en cátodos de CNT y CNT/BaF₂.

B. Diseño de emisor selectivo

El emisor selectivo o cristal fotónico se pretende que trabaje a una temperatura en donde el pico máximo de potencia emisiva converja con el máximo de absorción de la celda PV. Por medio de la ley de Wien se puede determinar la temperatura que debe de alcanzar un material para emitir su máxima potencia en esa longitud de onda en la ec. (2):

$$T = \frac{2897.6 \mu m \cdot K}{\lambda_g} = \frac{2897.6 \mu m \cdot K}{2.34 \mu m} = 1238 K \quad (2)$$

Esta temperatura es adecuada para el tungsteno, el cual tiene un punto de fusión de 3,695 K.

Por otra parte, se necesita diseñar la estructuración del cristal de tungsteno para que emita selectivamente cerca de la longitud de onda λ_g , que corresponde a la banda prohibida de la celda PV. Un arreglo periódico con poros cilíndricos como los propuestos en la Fig. 2(a), generan una frecuencia natural dada por la ec. (3) [21]:

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{r} \sqrt{\left(\frac{r}{4d}\right)^2 + \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2} \quad (3)$$

donde c es la velocidad de la luz. Para escoger la apropiada frecuencia ω_0 , esta debe de ser lo más cercano a $\omega_g = 2\pi c/\lambda_g = 8.05 \times 10^{14} rad/s$. Luego, se escoge la relación $r/d = (2.0, 2.5, 3.0)$ y $r = 1.5 \mu m$, tal que $\omega_0 = (9.63, 8.1, 6.59) \times 10^{14} rad/s$. Además, usando el modelo de Lorentz-Drude se pueden calcular las propiedades ópticas del material. La permitividad real (ϵ'_r) y compleja (ϵ''_r) se pueden aproximar por medio de las ecuaciones (4) y (5) [22].

$$\epsilon'_r = 1 + \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2} \quad (4)$$

$$\epsilon''_r = \omega_p^2 \frac{\Gamma \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2} \quad (5)$$

Donde $\Gamma = 1/\tau_s$, es el cociente de amortiguamiento dado por el tiempo de relajación, el cual se ha determinado en $\tau_s = 16$ fs para el tungsteno [23]. ω_p es la frecuencia de plasma que es igual a $1.428 \times 10^{16} rad/s$ para el tungsteno. Adicionalmente, se puede estimar la emisividad (E_λ) en función de la longitud de onda considerando la ley de radiación térmica de Kirchhoff, en donde la emisividad y la absorción deben ser iguales en todas las

longitudes de onda [24], por lo tanto, $E_\lambda = 1 - R_\lambda$. Asimismo, la reflectividad (R_λ) en función del índice de refracción (n_W) del cristal fotónico está dada por las ecuaciones de Fresnel (6):

$$R_\lambda = \left(\frac{1 - n_W}{1 + n_W} \right)^2 \quad (6)$$

La ecuación (5) es considerada para una interacción entre el cristal fotónico y el vacío ($n = 1$). Adicionalmente, el índice de refracción en función de la permitividad se obtiene como:

$$n_W^2 = \frac{|\varepsilon_r| + \varepsilon_r'}{2} = \frac{\sqrt{\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2} + \varepsilon_r'}{2} \quad (7)$$

Finalmente. Haciendo uso de la ley de Planck, se puede calcular la potencia emisiva del cristal fotónico (I_W) a una temperatura constante de $T=1283$ K y comparándolo con la radiación de cuerpo negro (I_{BB}). Las ecuaciones para el cálculo son (8) y (9) [25]:

$$I_W(\lambda) = E_\lambda I_{BB}(\lambda) \quad (8)$$

$$I_{BB}(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (9)$$

donde h es la constante de Planck y k_b es la constante de Boltzmann.

IV. RESULTADOS

Usando los resultados de la ecuación (3) y combinando las ecuaciones (4), (5), (6) y (7), se puede determinar la emisividad en función de la longitud de onda. La Fig. 4(a) muestra el comportamiento de la emisividad para las diferentes configuraciones de cristal fotónico. Se observa que existe un corrimiento en el máximo de emisividad. El pico máximo tiene un corrimiento hacia el rojo al reducir la relación r/d . La Fig. 4(b), muestra el comparativo de las potencias emisivas de los tres cristales fotónicos propuestos y la de cuerpo negro. Se observa que el emisor selectivo con $r/d = 2.0$, tiende a ser más eficiente que los otros ya que los picos máximos tienden a converger. Aunque existen pérdidas después de la longitud de onda de corte λ_g se espera que el filtro óptico las refleje y sea retroalimentado para ser aprovechado en la etapa fototermiónica. Con este resultado se comprueba que la micro-estructuración del tungsteno genera un cristal fotónico selectivo.

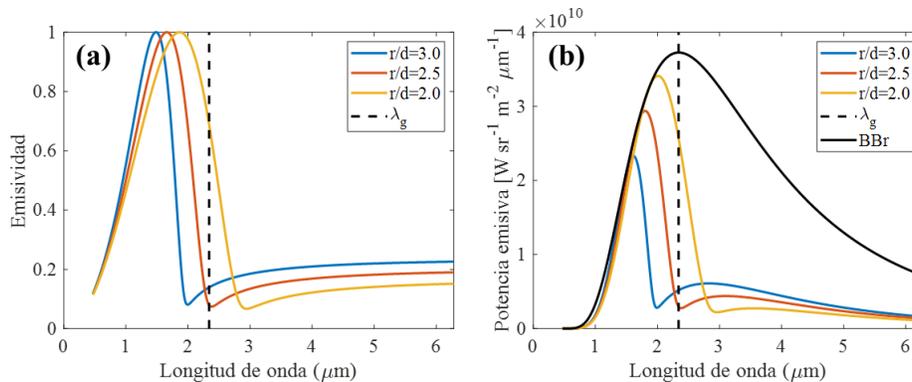


Fig. 4. (a) Emisividad y (b) potencia emisiva del cristal fotónico de tungsteno con diferentes relaciones de aspecto.

Para el cálculo de la eficiencia de la celda TPV, se tiene que la potencia eléctrica máxima que genera la celda PV está dada por la ecuación (10) [8]:

$$P_{el} = V_{oc}J_{sc} = V_{oc} \int_{\lambda_0}^{\lambda_g} I_W(\lambda)SP_{\lambda}d\lambda \quad (10)$$

Donde V_{oc} es el voltaje a circuito abierto, J_{sc} es la densidad de corriente a circuito cerrado, $\lambda_0 = \lambda_g/2.5$, SP_{λ} es la responsividad espectral. Estas magnitudes están descritas por las ecuaciones (11) y (12) [26]:

$$V_{oc} = k_b T \ln \frac{J_{sc}}{J_0} \quad (11)$$

$$SP_{\lambda} = \frac{Q_{ext}q\lambda}{hc} \quad (12)$$

El valor Q_{ext} es la eficiencia cuántica externa que es igual a 0.72 para la celda propuesta y la corriente de saturación J_0 a temperatura ambiente se calcula con la ecuación (13) [8]:

$$J_0 = 1.5 \times 10^5 \exp\left(\frac{-E_g}{k_b T}\right) = 1.84 \times 10^{-4} A/m^2 \quad (13)$$

Finalmente, la eficiencia de la celda es $\eta = P_{el}/P_{total}$. Para evaluar la eficiencia, se consideraron dos casos: con y sin la etapa de emisión foto-termiónica, es decir con el absorbedor de CNTs y con el absorbedor de CNTs/BaF₂. Para este caso, la potencia eléctrica se modifica como $P_{el} = V_{oc}(J_{sc} + J_{term})$. La densidad de corriente por efecto foto-termiónico (J_{term}) a una temperatura de 1238 K se calculó en 1.3×10^4 A/m² usando la Ecuación (1). La potencia total P_{total} que ingresa al sistema es la necesaria para elevar la temperatura del absorbedor, y se calcula por medio de la ley de Stephan-Boltzmann (14):

$$P_{total} = \sigma T^4 = (5.67 \times 10^{-8} Wm^{-2}K^{-4})(1238 K)^4 = 1.33 \times 10^5 W/m^2 \quad (14)$$

Ya que algunas variables cambian en función de las propiedades emisivas de los cristales fotónicos, en la Tabla 1 se muestran los valores calculados para cada caso. η y η_{+term} representan las eficiencias sin y con emisión foto-termiónica, respectivamente. De estos resultados se desprende que la celda más eficiente es la que guarda una morfología de $r/d = 2.0$, y se comprueba lo observado en la Fig. 4(b). Adicionalmente, las eficiencias con los dos diferentes tipos de absorbedores en función de la morfología del cristal fotónico se muestran en la Fig. 5. El efecto que produce la emisión foto-termiónica sobre la eficiencia es constante para todas las configuraciones ya que depende únicamente de la temperatura del absorbedor.

TABLA 1
PARÁMETROS CALCULADOS EN FUNCIÓN DE LA MORFOLOGÍA DEL CRISTAL FOTÓNICO.

r/d	T (K)	V_{oc} (V)	$J_{sc} \times 10^4$ (A/m ²)	$J_{term} \times 10^4$ (A/m ²)	$P_{total} \times 10^5$ (W/m ²)	η (%)	η_{+term} (%)
2.0	1238	0.498	3.12	1.28	1.33	11.6	16.4
2.5	1238	0.492	2.21	1.28	1.33	8.1	12.8
3.0	1238	0.485	1.33	1.28	1.33	4.8	9.5

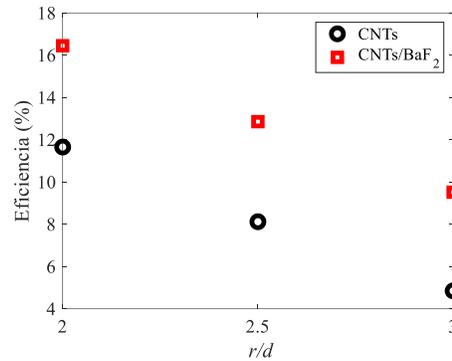


Fig. 5. Eficiencia de la celda termo-fotovoltaica con y sin la asistencia del efecto foto-termiónico.

Algunos trabajos han propuesto la emisión termiónica como una alternativa para mejorar la eficiencia de celdas TPV. Diferentes configuraciones se han desarrollado para aprovechar la energía termiónica de los portadores libres de los cátodos dentro de las celdas. Por ejemplo, se acopló una fuente de calor radiativamente a un cátodo emisor de electrones termiónico a través de un espacio a nanoescala. El mecanismo termiónico mejoró la eficiencia de conversión de energía en comparación con el dispositivo PTV [27]. Por otro lado, otros dispositivos exploran una alternativa utilizando la propia celda fotovoltaica para adquirir a los portadores termiónicos debido al proceso de alta temperatura del cristal fotónico. Este tipo de dispositivos también adquiere la emisión simultánea de fotones y electrones a través de espacios de vacío a nanoescala. Con este arreglo se pueden lograr eficiencias de conversión y densidades de potencia eléctrica de aproximadamente 30% y aproximadamente 70 W/cm² a 2000 K para una distancia de separación de 100 nm [28]. El dispositivo presentado en este trabajo no dispone de un diseño de distancia entre absorbedor y colector, pero se espera que pueda mejorar el campo de foto-generación para separaciones a nanoescala y aumentar más la eficiencia energética.

V. CONCLUSIONES

Se diseñó numéricamente un cátodo absorbedor formado por CNT y un emisor selectivo de tungsteno basado en un arreglo periódico. El absorbedor, el cual se diseñó para una temperatura de 1238 K, proporciona una corriente adicional a la celda TPV generada por el efecto foto-termiónico. Con estas condiciones de operación, la densidad de corriente termiónica se incrementó de 8.1×10^{-9} A/m² hasta 1.3×10^4 A/m² al proponer un recubrimiento de BaF₂. Por su parte, el cristal fotónico de tungsteno con un arreglo periódico con poros de $r = 1.5 \mu\text{m}$ y $d = 0.5 \mu\text{m}$, demostró ser el más eficiente para excitar una celda PV de InGaAsSb. Los cálculos, considerando el emisor selectivo con mejor desempeño, arrojaron una eficiencia de 11.6% sin considerar la emisión foto-termiónica. Al considerar la emisión foto-termiónica la eficiencia aumentó a 16.4%. En general, y sin considerar la morfología del emisor selectivo, la suma de la corriente foto-termiónica a la corriente fotovoltaica aumenta la eficiencia energética de la celda en un 4.8%. Estos resultados promueven el estudio y fabricación de celdas TPV asistidas por el efecto foto-termiónico para su uso en procesos de energía renovable.

REFERENCIAS

- [1] D. Madrigal, "El romance entre México y las energías renovables," *energiyahoy.com*, 2023. Available: <https://energiyahoy.com/2021/02/24/el-romance-entre-mexico-y-las-energias-renovables/>
- [2] G. Stephens, J. Li, M. Wild, C.A. Clayson, N. Loeb, S. Kato, T. L'Ecuyer, P.W. Stackhouse Jr, M. Lebsock, T. Andrews, "An update on Earth's energy balance in light of the latest global observations," *Nat. Geosci.*, vol. 5, pp. 691-696, 2012. <https://doi.org/10.1038/ngeo1580>

- [3] W. Grossmann, I. Grossmann, K.W. Steininger, “Solar electricity generation across large geographic areas, Part II: A Pan-American energy system based on solar,” *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 32, pp. 983–993, 2014. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2014.01.003>
- [4] Y. Wang, H. Liu, J. Zhu, “Solar thermophotovoltaics: Progress, challenges, and opportunities,” *APL Mater.*, vol. 7, no. 080906, 2019. <https://doi.org/10.1063/1.5114829>
- [5] Y. Wang, L. Zhou, Y. Zhang, J. Yu, B. Huang, Y. Wang, Y. Lai, S. Zhu, J. Zhu, “Hybrid solar absorber–emitter by coherence-enhanced absorption for improved solar thermophotovoltaic conversion,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 6, no. 1800813, 2018. <https://doi.org/10.1002/adom.201800813>
- [6] Z. Li, B. Bai, C. Li, Q. Dai, “Efficient photo-thermionic emission from carbon nanotube arrays,” *Carbon*, vol. 96, pp. 641–646, 2016. <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2015.09.074>
- [7] D. Fan, D. Fan, T. Burger, S. McSherry, B. Lee, A. Lenert, S.R. Forrest, “Near-perfect photon utilization in an air-bridge thermophotovoltaic cell,” *Nature*, vol. 586, pp. 237–241, 2020. <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2717-7>
- [8] K. Qiu, A.C.S. Hayden, M.G. Mauk, O.V. Sulima, “Generation of electricity using InGaAsSb and GaSbTPV cells in combustion-driven radiant sources,” *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 90, pp. 68–81, 2006. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2005.02.002>
- [9] B. Maji, R. Chattopadhyay, “Design and optimization of high efficient GaSb homo-junction solar cell using GaSb intrinsic layer,” *Microsyst. Technol.*, vol. 27, pp. 1–10, 2021. <https://doi.org/10.1007/s00542-020-05125-9>
- [10] R. Bera, Y. Binyamin, C. Frantz, R. Uhlig, S. Magdassi, D. Mandler, “Fabrication of Self-Cleaning CNT-Based Near-Perfect Solar Absorber Coating for Non-Evacuated Concentrated Solar Power Applications,” *Energy Technol.*, vol. 8, no. 2000699, 2020. <https://doi.org/10.1002/ente.202000699>
- [11] J. García-Merino, C.L. Martínez-González, C.R. Torres-San Miguel, M. Trejo-Valdez, H. Martínez-Gutiérrez, C. Torres-Torres, «Photothermal, photoconductive and nonlinear optical effects induced by nanosecond pulse irradiation in multi-wall carbon nanotubes,» *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 194, pp. 27–33, 2015. <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2014.12.022>
- [12] H. Wu, S. Vollebregt, A. Emadi, G. de Graaf, R. Ishihara, R.F. Wolffenbuttel, “Use of multi-wall carbon nanotubes as an absorber in a thermal detector,” *Procedia Eng.*, vol. 25, pp. 523–526, 2011. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2011.12.130>
- [13] K. Mizuno, J. Ishii, H. Kishida, K. Hata, “A black body absorber from vertically aligned single-walled carbon nanotubes,” *PNAS*, vol. 106, pp. 6044–6047, 2009. <https://doi.org/10.1073/pnas.0900155106>
- [14] Y. Yeng, M. Ghebrebrhan, P. Bermel, W.R. Chan, J.D. Joannopoulos, M. Soljačić, I. Celanovic, “Enabling high-temperature nanophotonics for energy applications,” *PNAS*, vol. 109, pp. 2280–2285, 2012. <https://doi.org/10.1073/pnas.112014910>
- [15] M. Ghebrebrhan, P. Bermel, Y. Yeng, I. Celanovic, M. Soljagic, J. Joannopoulos, “Tailoring thermal emission via Q matching of photonic crystal resonances,” *Phys. Rev. A*, vol. 83, no. 033810, 2011. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.033810>
- [16] J. García-Merino, L. Fernández-Izquierdo, R. Villarroel, S.A. Hevia, “Photo-thermionic emission and photocurrent dynamics in low crystallinity carbon nanotubes,” *J. Materiomics*, vol. 7, pp. 271–280, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.jmat.2020.10.002>
- [17] T. M. Tritt, *Thermal conductivity: Theory, properties and applications*, New York: Kluwer Academic / Plenum Publishers, 2004.
- [18] M. Shiraishi, M. Ata, “Work function of carbon nanotubes,” *Carbon*, vol. 39, pp. 1913–1917, 2001. [https://doi.org/10.1016/S0008-6223\(00\)00322-5](https://doi.org/10.1016/S0008-6223(00)00322-5)
- [19] F. Jin, A. Beaver, “High thermionic emission from barium strontium oxide functionalized carbon nanotubes thin film surface,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, no. 213109, 2017. <https://doi.org/10.1063/1.4984216>
- [20] A. Mezzi, E. Bolli, S. Kaciulis, M. Mastellone, M. Girolami, V. Serpente, A. Bellucci, R. Carducci, R. Polini, D.M. Trucchi, “Work function and negative electron affinity of ultrathin barium fluoride films,” *Surf. Interface Anal.*, vol. 52, pp. 968–974, 2020. <https://doi.org/10.1002/sia.6832>
- [21] I. Celanovic, N. Jovanovic, J. Kassakian, “Two-dimensional tungsten photonic crystals as selective thermal emitters,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 193101, 2008. <https://doi.org/10.1063/1.2927484>
- [22] T. Gharbi, D. Barchiesi, S. Kessentini, R. Maalej, “Fitting optical properties of metals by Drude-Lorentz and partial-fraction models in the [0.5;6] eV range,” *Opt. Mater. Express*, vol. 10, pp. 1129–1162, 2020. <https://doi.org/10.1364/OME.388060>
- [23] D. Gall, “Electron mean free path in elemental metals,” *J. Appl. Phys.*, vol. 119, no. 085101, 2016. <https://doi.org/10.1063/1.4942216>

- [24] V. Rinnerbauer, S. Ndao, Y. Xiang-Yeng, W.R. Chan, J.J. Senkevich, J.D. Joannopoulos, M. Soljačićab, I. Celanovicb, “Recent developments in high-temperature photonic crystals for energy conversion,” *Energy Environ. Sci.*, vol. 5, pp. 8815-8823, 2012. <https://doi.org/10.1039/C2EE22731B>
- [25] V. Rinnerbauer, Y. Shen, J.D. Joannopoulos, M. Soljačić, F. Schäffler, I. Celanovic, “Superlattice photonic crystal as broadband solar absorber for high temperature operation,” *Opt. Express*, vol. 22, pp. A1895-A1906, 2014. <https://doi.org/10.1364/OE.22.0A1895>
- [26] H. Ye, H. Wang, Q. Cai, “Two-dimensional VO₂ photonic crystal selective emitter,” *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 158, pp. 119-126, 2015. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.01.022>
- [27] E. Rahman, A. Nojeh, “Micro-gap thermo-photo-thermionics: An alternative approach to harvesting thermo-photons and its comparison with thermophotovoltaics,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 224, no. 119993, 2023. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2023.119993>
- [28] A. Datas, R. Vaillon, “Thermionic-enhanced near-field thermophotovoltaics,” *Nano Energy*, vol. 61, pp. 10-17, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2019.04.039>